ORSAY
n° d'ordre : 3319

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE

SPECIALITE : ENERGETIQUE
PHYSIQUE DES REACTEURS NUCLEAIRES

PAR

M. SOULE Roland

SUJET : DEFINITION ET VALIDATION D'UN FORMULAIRE NEUTONIQUE POUR L'ETUDE DES PROPRIETES DES COUVERTURES DES REACTEURS A NEUTRONS RAPIDES

soutenue le 19 OCTOBRE 1982 devant la Commission d'examen

MM. HERPIN Président

BUSSAC

MORIER

RECOLIN

SALVATORES

Ce document doit être remis à l'étudiant à l'issue de la soutenance.

UNIV.
LIBRARY
LEEDS

ORSAY
n° d'ordre : 3319

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE

SPECIALITE : ENERGETIQUE
PHYSIQUE DES REACTEURS NUCLEAIRES

PAR

M. SOULE Roland

SUJET : DEFINITION ET VALIDATION D'UN FORMULAIRE NEUTONIQUE POUR L'ETUDE DES PROPRIETES DES COUVERTURES DES REACTEURS A NEUTRONS RAPIDES

soutenue le 19 OCTOBRE 1982 devant la Commission d'examen

MM. HERPIN Président

BUSSAC

MORIER

RECOLIN

SALVATORES

Ce document doit être remis à l'étudiant à l'issue de la soutenance.

SUMMARY

This thesis presents basic cross section data set processing and flux distribution methods ("formulaire"), which may be used to calculate the properties of fast neutron reactor blankets.

This formulaire is a part of the global calculation method used to study the whole reactor core.

The approach adopted consists in studying successively :

- the approximations of the multigroup cross sections processing methods and of the spatial and energy neutron flux calculation methods, together with their validation, based on calculation/experiment comparaison.

- the consequences of the basic data uncertainties on blanket integral parameters calculations.

Finally, we apply the formulaire to the analysis of an experiment performed in the PHENIX power reactor (Pu production measurement in the first fertile subassembly ring).

In conclusion, we suggest both thecalculational procedure to evaluate fast breeder blanket properties, and the cross sections which may be adjusted to improve the present performances of the proposed calculation formulaire.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à la Section de Physique des Neutrons Rapides du Service d'Etudes et de Développement des Coeurs, rattaché au Département des Réacteurs à Neutrons Rapides du Centre d'Etudes Nucléaires de CADARACHE.

Que Monsieur le Professeur A. HERPIN, qui a bien voulu présider le jury de ma thèse, et que Monsieur le Professeur J. BUSSAC, Chef de Cabinet de Monsieur le Haut-Commissaire, qui m'a permis d'accomplir ce travail, veuillent trouver ici l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Que Monsieur F. MORIER, qui a accepté de venir juger ce travail, trouve ici l'expression de toute ma gratitude.

Je remercie très sincèrement Mademoiselle M. BARON, Ingénieur à la Division d'Etudes et de Développement des Réacteurs, au Centre d'Etudes Nucléaires de SACLAY, pour l'aide qu'elle m'a apportée.

Je remercie très vivement, Monsieur J. RAVIER, Chef de la Section de Physique des Neutrons Rapides, de m'avoir accueilli afin de mener cette étude.

Je tiens à remercier tout particulièrement Messieurs J. RECOLIN, Chef du Laboratoire de Physique des Réacteurs, M. SALVATORES et E. FORT, qui se sont toujours montrés disponibles et qui, grâce à leurs avis éclairés et leur soutien permanent, m'ont permis de mener à bien ce travail de recherche.

Qu'il me soit permis de témoigner ma reconnaissance à tous les Ingénieurs, Techniciens et Collaborateurs de la Section de Physique des Neutrons Rapides, pour les rapports enrichissants que j'ai entretenus avec eux, et leur excellente coopération dans tous les domaines.

-oOo-

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0006

A mes Parents

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE 1 - GENERALITES 1

CHAPITRE 2 - METHODES DE CALCUL DES MILIEUX FERTILES 17

CHAPITRE 3 - DONNEES DE BASE 59

CHAPITRE 4 - APPLICATION DU FORMULAIRE A UNE EXPERIENCE DANS PHENIX 88

CONCLUSIONS

BIBLIOGRAPHIE

FIGURES

TABLEAUX

ANNEXES

Introduction

INTRODUCTION

Le but de cette thèse est de définir et de valider un ensemble de méthodes et de données pour les calculs neutroniques des couvertures fertiles des réacteurs de puissance à neutrons rapides.

Cet ensemble de méthodes et de données, dénommé "formulaire" doit être cohérent avec le "formulaire coeur" existant et doit s'insérer dans un ensemble visant à calculer le réacteur considéré dans toute sa complexité :

. enrichissement du combustible,
. gain de régénération,
. antiréactivité des barres de contrôle,
. protections, etc...

L'étude d'un "formulaire couverture" se justifie par :

- le rôle essentiel que joue le gain réflecteur dans la détermination de la masse ou des enrichissements critiques,

- le rôle important des distributions de puissance dans les couvertures puisque celles-ci fournissent environ 8 à 10 % de la puissance totale dans un réacteur rapide comme PHENIX, à mi-vie,

- le fait que les réacteurs à neutrons rapides ne sont surgénérateurs que grâce à la présence des couvertures : en un an, environ 400 kg de Plutonium doivent se régénérer dans les couvertures de SUPER-PHENIX.

Avec le formulaire simplifié actuel, les précisions souhaitées par le projet ne sont pas atteintes. On est donc amené, sur la base d'expériences intégrales, à définir et à valider un formulaire neutronique amélioré pour l'étude des propriétés des couvertures fertiles.

Dans le présent travail, on examine successivement :

- les approximations de la méthode de calcul de référence des sections efficaces multigroupes,

- les approximations de la méthode de calcul du flux neutronique en espace et en énergie.

Ces approximations sont testées à l'aide de résultats expérimentaux issus des expériences intégrales.

On teste également, la méthode simplifiée utilisée pour tous les calculs projet.

On étudie, ensuite, l'impact des incertitudes affectant les données de base sur le calcul des paramètres intégraux qui caractérisent les couvertures fertiles.

Enfin, on valide le formulaire mis au point sur une expérience réalisée sur le réacteur de puissance PHENIX, concernant la mesure de la production de plutonium dans la première couronne d'assemblages fertiles et son évolution en fonction de l'irradiation.

CHAPITRE I

GENERALITES

I - NATURE ET ROLE DES COUVERTURES

1 - Concept classique

1.1 - Gain en masse critique

1.2 - Production de plutonium

1.3 - Production de puissance

1.4 - Rôle de première protection

2 - Concept hétérogène

2.1 - Comparaison avec le concept classique

3 - Epaisseur des couvertures

II - BESOINS DU PROJET ET PRECISIONS REQUISES

1 - Incertitudes actuelles sur les taux de réaction

2 - Impact sur les paramètres projet

2.1 - Production de plutonium

2.2 - Production de puissance

2.3 - Flux neutronique d'attaque des protections

III - DEMARCHE SUIVIE POUR AMELIORER LES PRECISIONS DES PARAMETRES PROJET

1 - Méthodes de calcul

2 - Données de base

3 - Vérifications expérimentales

CHAPITRE I

GENERALITES

I - NATURE ET ROLE DES COUVERTURES

On appellera couverture un milieu contenant des éléments fertiles (U238) sous forme d'oxyde d'Uranium naturel ou appauvri et refroidi au sodium.

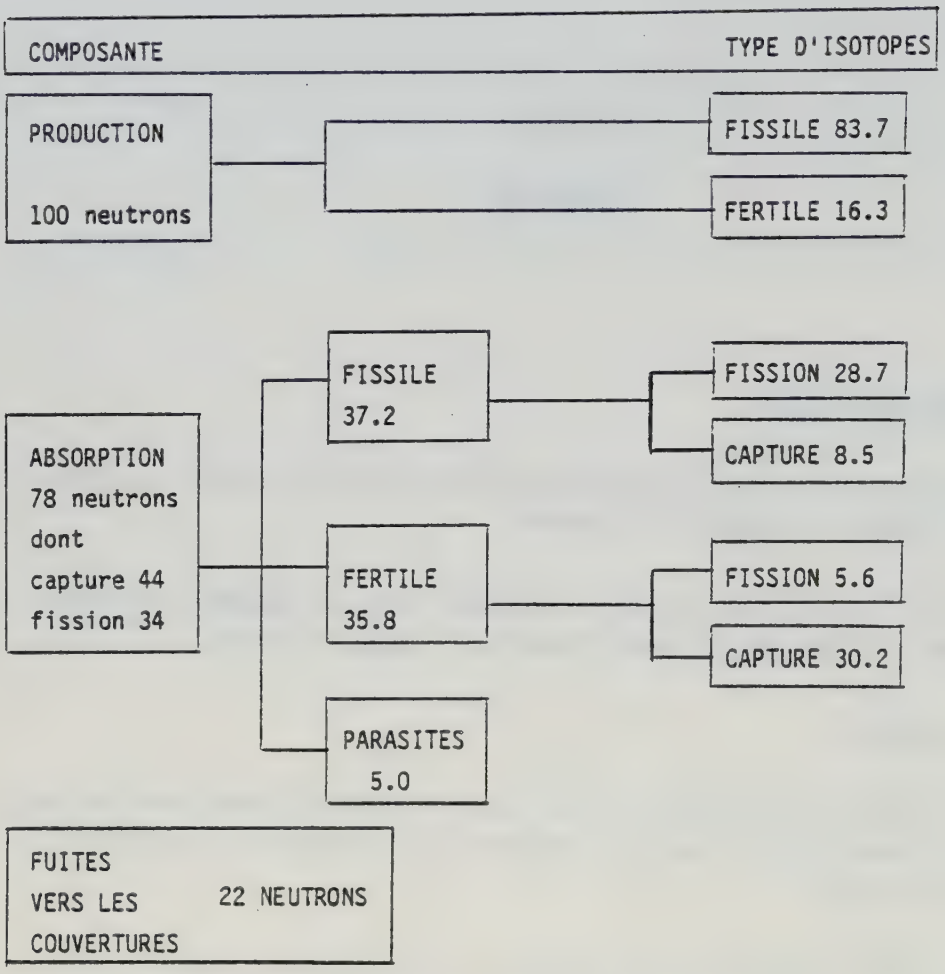
Nous allons définir les fonctions de ces milieux dans le cas du concept classique et du concept hétérogène des réacteurs de puissance à neutrons rapides (1200 MWe).

I.1 - Concept classique

Le coeur classique (cf. figure 1) est un coeur à 2 zones d'oxyde mixte UO_2-PUO_2 d'enrichissement en Plutonium équivalent (voir ANNEXE 1) E_1 = 14% pour la zone interne et E_2 = 18% pour la zone externe.

Ce concept présente une grande compacité et le libre parcours moyen des neutrons est élevé. Il en résulte une proportion importante de neutrons fuyant hors du coeur, comme le fait apparaître la décomposition du bilan intégral pour 100 neutrons produits par fission ; bilan s'exprimant sous la forme :

PRODUCTION = ABSORPTION + FUITES



DECOMPOSITION DU BILAN INTEGRAL COEUR
POUR UN REACTEUR CLASSIQUE TYPE 1200 MWe /1/

Les couvertures représentent alors l'utilisation optimale de ces fuites et jouent quatre rôles principaux :

I.1.1 - Gain en masse critique

Pour limiter l'amplitude de ces fuites, le coeur est entouré radialement et axialement d'un milieu réflecteur pour renvoyer dans le coeur le maximum de neutrons fuyant du coeur et permettre ainsi de réduire la masse critique c'est à dire apporter un gain en dimensions critiques entre un coeur réfléchi et un coeur nu.

I.1.2 - Production de Plutonium dans les couvertures

Une propriété fondamentale des réacteurs à neutrons rapides, dénommés pour cette raison surgénérateurs, est de produire plus de plutonium qu'ils n'en consomment. Pour les centrales de puissance de concept classique, cette propriété est obtenue grâce à la présence des couvertures où par capture sur l'^{238}U des neutrons fuyant du coeur, se forme du plutonium. Pour caractériser cet excès de plutonium, on définit un paramètre appelé Gain de Régénération global comme la différence sur tout le réacteur entre la quantité de plutonium formé et la quantité consommée pour une fission (voir ANNEXE 1).

$$GRG = \frac{\text{Plutonium formé dans le réacteur - Plutonium brûlé}}{\text{Fissions dans tout le réacteur}}$$

Le bilan global positif résulte de la somme d'un bilan généralement faiblement négatif dans les zones coeur et d'une production importante dans les couvertures axiales et radiales.

Pour distinguer les 2 termes de ce bilan, on définit un gain de Régénération Interne (G.R.I) pour lequel le bilan Plutonium est fait sur les zones coeur et un Gain Régénération Externe (GRE) où le bilan Plutonium est fait sur les couvertures

$$GRG = GRI + GRE$$

Pour les centrales de puissance actuelles, les ordres de grandeur de ces paramètres sont les suivants /2/

	PHENIX (250MWe)	SUPERPHENIX (1200MWe)
GRI	- 0,44	- 0,17
GRE	+ 0,56	+ 0,41
GRG	+ 0,12	+ 0,24

Ceci représente en masse de Plutonium équivalent pour SUPERPHENIX, en 1 an de fonctionnement environ,

Dans le coeur	900 kg consommés 770 kg produits	Bilan Net ≃ 200kg produits
Dans les couvertures	330 kg produits	

On constate donc l'extrême importance d'une prévision correcte des couvertures pour l'économie du cycle de combustible.

REMARQUES : Il faut noter que pour des systèmes de petite taille, cette surgénération se paie. En effet, le fait d'utiliser une couverture fertile moins bon réflecteur qu'un milieu léger augmente la masse critique. Par exemple, le fait de remplacer les couvertures en UO_2.Na de PHENIX par un réflecteur en acier-sodium apporte un gain de 100 kg de Plutonium pour une masse critique initiale de 800 kg de Plutonium. Ceci a fait l'objet de larges discussions dans les années antérieures, /3/, /4/.

Plusieurs arguments ont conduit à retenir les couvertures fertiles :

a) Dans une période de faible abondance de plutonium, il est souhaitable pour la filière de retenir la solution qui augmente les stocks.

b) L'optimisation du Gain de Régénération global, permettra un temps de doublement suffisant pour suivre, uniquement en rapides, une expansion annuelle de 10% de la consommation d'électricité.

Le GRG de PHENIX est de 0,12, pour SUPERPHENIX on atteint 0,24. On pense arriver pour la filière à 0,30, ce qui permettrait un temps de doublement d'une quinzaine d'années.

c) Les études économiques ont montré que la solution couverture était obtenue par un compromis entre différents paramètres et notamment entre le coût de production du Plutonium et sa qualité (teneur des différents isotopes du Pu).

I.1.3 - Production de Puissance (Voir Annexe 2)

Les couvertures des réacteurs de puissance fournissent de 5 à 12% de la puissance totale du réacteur. Cette puissance provient :

- d'une part, des fissions de l'^{235}U, l'^{238}U et du ^{239}Pu,

- d'autre part, de l'échauffement gamma, échauffement dû aux gammas issus de capture (n,γ), principalement de l'^{238}U, ainsi que des réactions de diffusion inélastique (n,n',γ).

En début de vie, la majeure partie de la puissance est fournie par la fission de l'^{238}U (≈60% à l'interface coeur/couverture et ≈40% après 10 cm de couverture).

En fin de vie, la fission de l'^{238}U ne représente plus qu'environ 30% de la puissance couverture à l'interface coeur/couverture alors que la fission du ^{239}Pu formé a la part prépondérante avec 45% de la puissance totale couverture.

L'échauffement gamma, quant à lui, représente environ 10% de la puissance totale pour PHENIX ou SUPERPHENIX.

En outre, 80% de la puissance couverture de PHENIX est dégagée dans la couverture radiale.

D'autre part, en raison de la production de Plutonium, il faut noter que la puissance dégagée dans les couvertures peut facilement doubler entre le début de vie et la fin de vie.

REMARQUE : L'augmentation de la puissance dégagée dans les couvertures au cours du fonctionnement est pénalisante au point de vue thermohydraulique. En effet, les débits sodium étant calculés pour le maximum de puissance, un surrefroidissement va exister en début de vie et notamment pour les assemblages des couvertures radiales en raison du fort gradient radial de puissance. Ce surrefroidissement conduit à une diminution du rendement de la centrale.

On constate donc, la nécessité d'une bonne connaissance des puissances dégagées dans les couvertures au point de vue sûreté du réacteur.

I.1.4 - Rôle de première protection

Enfin, les couvertures, atténuant les fuites de neutrons du coeur, jouent bien évidemment le rôle de première protection, particulièrement efficace dans le cas des couvertures UO_2.Na.

I.2 - Concept hétérogène

En plus de la connaissance des caractéristiques des centrales , les études de la physique des réacteurs à neutrons rapides ont aussi pour but de rechercher les améliorations à apporter à la conception du coeur pour en augmenter les performances et en particulier pour rendre maximales les propriétés surgénératrices des réacteurs rapides.

C'est dans cet esprit qu'est étudié un nouveau concept de coeur comportant des zones couverture à l'intérieur des zones fissiles : c'est le concept hétérogène qui découle des considérations suivantes.

Dans la solution classique à 2 zones fissiles entourées d'une couverture externe, une diminution homogène de l'enrichissement des 2 zones se traduit par :

- une augmentation algébrique du gain de régénération interne,
- une diminution du gain de régénération externe,
- une augmentation de la masse critique,
- et finalement du temps de doublement (voir ANNEXE 1).

On a montré /5/ que pour une répartition hétérogène de zones fissiles et fertiles rendant le massif critique, il existe un minimum du rapport : enrichissement/gain de régénération global. Ce minimum correspond à un enrichissement moyen des zones fissiles, en Plutonium équivalent, de l'ordre de 20 à 30%. De plus, la valeur de ce minimum est, en première approximation, indépendante de la géométrie hétérogène choisie.

Sur le plan physique, l'augmentation du Gain de Régénération Global s'explique ;

- d'une part, par l'augmentation de l'enrichissement,
- et d'autre part, par l'accentuation de l'effet d'hétérogénéité entre milieux fissiles et milieux fertiles, qui favorisent les captures des neutrons par les milieux fertiles.

En optimisant la répartition géométrique des zones fertiles dans les zones fissiles par rapport à l'aplatissement de puissance radial et axial, il est possible, à puissance du réacteur donnée, de minimiser le volume coeur et le temps de doublement.

I.2.1 - Comparaison avec le concept classique

Le concept hétérogène se traduit donc radialement comme un ensemble de couronnes concentriques de zones fertiles et fissiles (Voir figure 2).

L'aplatissement radial de puissance obtenu par le positionnement des zones fertiles est tel qu'un seul enrichissement de zone fissile suffit.

Axialement, il est envisageable d'intercaler des zones fertiles et fissiles dans l'aiguille.

Défini, par rapport au concept homogène, pour optimiser le temps de doublement, le concept hétérogène présente, à même diamètre de pastilles, également d'autres avantages :

• a) La réduction de la perte de réactivité par cycle due à l'usure du combustible.

Cette perte de réactivité comprend 3 composantes principales :

. la disparition d'atomes fissiles dans les milieux fissiles,
. la formation d'atomes fissiles dans les milieux fertiles,
. la formation de produits de fission.

Cette réduction est due à un bilan en plutonium équivalent plus dégradé que dans le concept classique mais il n'est pas possible pour des tailles raisonnables de réacteurs, d'obtenir des GRI suffisamment positifs pour que l'excès du bilan Plutonium puisse compenser la capture des produits de fission.

Cette réduction permet la réduction du nombre de barres de compensation et des absorptions parasites correspondantes.

b) La réduction du niveau de flux résultant d'enrichissements plus élevés donc la possibilité pour un même taux de dommage des structures d'avoir un taux de combustion plus élevé pour le combustible.

c) Enfin, au niveau de la sûreté, la diminution du coefficient de vidange sodium dépendant évidemment de la disposition des milieux fertiles internes.

Mais ces avantages sont à mettre en balance avec deux inconvénients :

a) un investissement plutonium plus lourd à diamètre de pastilles identiques.

b) une pénalisation thermique liée à l'évolution des puissances

- d'une part, augmentation de la puissance dans les zones fertiles internes que l'on souhaite maintenir aussi longtemps que le combustible, pour bénéficier de l'apport en réactivité du Plutonium formé dans ces milieux.

- d'autre part, la diminution de la puissance dans les zones fissiles, relativement forte dans ce domaine d'enrichissement.

Le tableau suivant donne les ordres de grandeur des caractéristiques principales des deux concepts, classique et hétérogène, à puissance égale de 1200 MWe.

PERFORMANCES COMPAREES DES CONCEPTS CLASSIQUE
ET HETEROGENE (1200 We) /6/

	Coeur classique	Coeur hétérogène
Volume du combustible (litres)	6400	5900
Enrichissement E moyen ou E	19,0	25,0
Masse de Pu équivalente (kg)	3200	3800
Volume fertile interne / Volume combustible	0	0,38
Effet de sodium (vidange du coeur) (pcm)	+1400	+860
Perte de réactivité pour 308 jours d'évolution (pcm)	-4300	-1100
GRI	-0,20	-0,075
GRG*	+0,20	+0,39
Temps de doublement (ans) composé**	22	15

* valeur concernant le coeur à l'équilibre - cycle de 308 jours ;** : le calcul de ce temps de doublement composé prend en compte un temps hors pile du combustible d'un an d'où une masse hors pile de 0,5 x masse en pile.

I.3 - Epaisseur des couvertures

Les couvertures axiales de SUPERPHENIX ont 30 cm d'épaisseur, les couvertures radiales 50 cm.

Le choix de l'épaisseur des couvertures axiales résulte d'un optimum économique entre l'augmentation de la production de Pu et l'accroissement du coût de fabrication d'aiguilles et d'assemblages plus longs.

II - BESOINS DU PROJET ET PRECISIONS REQUISES

Depuis 1969, le programme de physique des réacteurs à neutrons rapides au CEA a été développé en soutien aux projets des centrales de puissance.

La phase initiale, orientée vers le réacteur de puissance PHENIX d'une puissance électrique de 250MW était basée sur le formulaire CARNAVAL Version III.

La seconde phase du programme, orientée en fonction des demandes des réacteurs de plus grande puissance, en particulier SUPERPHENIX s'est concrétisée, début 1977, par la réalisation du formulaire CARNAVAL Version IV.

Depuis 1976, l'évolution des projets et notamment les nouveaux concepts de coeur (par exemple : concept hétérogène), donnent lieu à un important programme de recherche et de développement ayant en particulier pour but la réduction des incertitudes qui affectent aujourd'hui les calculs de projet.

Après avoir indiqué les incertitudes neutroniques actuellement obtenues, associées aux grandeurs directement liées aux paramètres projet des couvertures, nous allons étudier leur impact sur les problèmes d'optimisation et de sûreté dans le cas d'un réacteur de puissance type SUPERPHENIX.

II.1 - Incertitudes actuelles sur les taux de réaction

Les paramètres projet d'intérêt pour les couvertures fertiles (Production Pu, Production de Puissance, Spectre et niveau de flux d'attaque des protections) sont directement liés à la connaissance des taux de réaction en tout point de la couverture.

En réf. /7/, on a chiffré les incertitudes actuelles prenant en compte, à partir de l'analyse des expériences effectuées sur maquette critique, les incertitudes associées aux différentes méthodes de calcul et à la méthode de transposition aux calculs projet des écarts calcul/expérience.

Ces incertitudes, qui seront tranposées au cas du réacteur de puissance, sont indiquées pour les différentes zones couverture du réacteur SUPERPHENIX, dans le tableau suivant :

	Zone ou type de couverture SPX1	Couv. Axiales (Inf.et Sup.)	Couv.Radiale		
			1°rangée	2°rangée	3°rangée
Taux de réaction	F9, F5	± 6%	± 8%	± 20%	± 30%
	C8, F8	± 7%	±12%	± 20%	± 30%

On constate, que ces incertitudes sur les distributions de taux de réaction à l'intérieur des couvertures représentatives de la filière, sont assez élevées et augmentent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre coeur.

En ce qui concerne l'échauffement dû aux γ , l'incertitude associée est estimée à±40% avec le formulaire actuel pour les calculs γ. Nous allons maintenant indiquer l'impact de ces incertitudes sur la production de Pu, la production de puissance et le spectre d'attaque des protections.

II.2 - Impact sur les paramètres projet

II.2.1 - Production de Plutonium

Cette grandeur est directement reliée à la capture de l'238U et est une donnée importante pour le réacteur de puissance, puisqu'elle détermine d'une part le gain de régénération externe GRE, donc le temps de doublement, d'autre part la puissance dégagée dans la couverture en fin de vie.

Pour cette étude, nous allons utiliser la décomposition de la production de Pu_g équivalent dans les couvertures de SUPERPHENIX en 1 an de fonctionnement issue de la référence /8/ :

Couverture		Production Pu_g(kg)	Production Pu_g(%)	Incertitude (%)	Incertitude (kg)
Axiale Sup.		67,5	18,8	± 7	± 4,7
Axiale Inf.		124,2	34,5	± 7	±8,7
Radiale	1° rangée	101,7	28,3	±12	± 12,2
	2° rangée	47,8	13,3 (46,7)	±20	± 9,6
	3° rangée	18,7	5,2	±30	± 5,6
Total		359,9	100		± 40,8

On obtient donc : Production Pu_g = 359,9 ± 40,8 kg, soit une incertitude totale de 11,3 %.

Cette valeur conduit à une incertitude absolue de 0,04 sur le GRE de SUPERPHENIX :

$$\boxed{GRE = 0,40 \pm 0,04}$$

qui se décompose de la façon suivante :

Couv. Axiale Sup.	0,070 ± 0,005	(7%)
Couv. Axiale Inf.	0,15 ± 0,01	(7%)
Couv. Radiale	0,18 ± 0,03	(16%)
Total	0,40 ± 0,04	

En ne tenant compte que de l'incertitude sur GRE, on obtient alors un gain de régénération global GRG :

$$GRG = 0,24 \pm 0,04$$

En référence /2/, les incertitudes absolues requises (à 2σ) généralement acceptées sur les gains de régénération sont :

$\pm$ 0,03 sur GRG
$\pm$ 0,02 sur GRI
} soit environ $\pm$ 0,02 sur GRE

Une réduction des incertitudes sur la production de Plutonium respectivement à $\pm$ 5% dans les couvertures axiales, et à $\pm$ 5%, $\pm$ 10% et $\pm$ 15% suivant les trois rangées de couverture radiale, ramènerait l'incertitude totale sur le GRE à une valeur d'environ $\pm$ 6%, ce qui n'est pas loin de l'incertitude requise acceptée.

L'incertitude affectant la production de Plutonium dans les couvertures, influe également sur le calcul du niveau de réactivité à la fin du premier cycle et en particulier, sur la valeur calculée de la perte de réactivité par cycle.

Les 3 composantes de cette perte de réactivité, indiquées au paragraphe I.2.1, ont été chiffrées /9/, ainsi que l'incertitude les affectant :

	ΔK(pcm)	%
Formation des PF	-2289 $\pm$366	82.70
Disparition d'atomes fissiles dans le coeur	-1243 $\pm$440	
Formation d'atomes fissiles en couv.axiales	+591 $\pm$90	17.30
Formation d'atomes fissiles en couv.radiale	+173 $\pm$26	
TOTAL	-2768 $\pm$590	100

L'incertitude globale affectant la perte de réactivité au cours du premier cycle ($\pm$590pcm) est obtenue par combinaison quadratique des différentes incertitudes. D'autre part, l'incertitude affectant le gain de réactivité dans les couvertures a été obtenue en considérant une incertitude de $\pm$15% sur la formation de Pu dans ces milieux. Une réduction de moitié de cette incertitude ne conduirait qu'à un faible gain sur la perte de réactivité totale par cycle (environ 20pcm) en raison de la faible valeur, mais non négligeable, du gain de réactivité résultant de la formation d'atomes fissiles dans les couvertures.

II.2.2 - Production de puissance

La détermination des incertitudes liées aux calculs neutroniques de puissance a comme but, d'une part de définir, au niveau du coeur, l'incertitude sur le facteur d'aplatissement et l'incertitude maximale sur la puissance totale dégagée et d'autre part, au niveau local, de permettre d'établir la contribution neutronique aux facteurs de point chaud, nécessaires pour la vérification de la condition limite sur la température maximum de gaine et sur la limitation de la puissance linéaire maximale des aiguilles.

Au niveau des couvertures, 10% de la puissance totale du réacteur sont dégagés dans ces milieux à mi-vie dont 60% environ dans la couverture radiale d'un coeur type 1200 MWe (80% pour PHENIX), comme l'indique le tableau suivant /8/ :

Type de couverture	Axiale Supérieure	Axiale Inférieure	Radiale		
			1°rangée	2°rangée	3°rangée
Puissance (MWth)	37	86	101	48	19
%	12,7	29,6	57,7		

En ce qui concerne la répartition de la puissance dégagée dans les couvertures en fonction du type d'isotopes, on doit distinguer les couvertures début de vie (sans Plutonium) et les couvertures fin de vie (après 3 cycles).

- en début de vie, la fission U_{238} représente environ 60% de la puissance couverture (à l'interface coeur-couverture) et 40% seulement après 10 cm ; le pourcentage restant, étant réparti entre les fissions U_{235}, les captures de l'U_{238}, le transport γ et le ralentissement.

- en fin de vie, la fission du Pu_{239} a la part prépondérante comme l'indique le tableau suivant représentant la répartition de la puissance pour un assemblage de la première rangée d'une couverture radiale après 3 cycles /7/ :

Répartition par réaction et par isotope			Répartition axiale	
FISSIONS	U235 5% U238 20% Pu239 52,1%	77,1%	Hauteur couv.Axiale sup.	5,0%
CAPTURES	U238 11,7% Pu239 0,7% Autres 1,2%	13,6%	Hauteur coeur	89,1%
TRANSPORT γ		5,7%	Hauteur Couv.Axiale Inf.	5,9%
RALENTISSEMENT		3,6%		

En prenant en compte, les incertitudes annoncées au paragraphe II.1, et une incertitude de ± 25% sur le transport des γ, on obtient pour les 3 rangées de couverture radiale les valeurs indiquées dans le tableau ci-dessous où l'on a décomposé la puissance totale couverture radiale suivant ses composantes par rangée :

	Puissance par rangée (%)	Incertitude	Incertitude sur la puissance par rangée
1°rangée	60.0	± 12%	± 7.2%
2°rangée	28.6	± 20%	± 5.7%
3°rangée	11.4	± 30%	± 3.4%

Par combinaison quadratique des incertitudes relatives aux 3 rangées on obtient une incertitude de ≃±10% sur la puissance totale couverture radiale. En considérant que cette puissance représente 10% de la puissance totale réacteur, cette incertitude ajoute une composante indépendante de ±1% sur la puissance totale du réacteur dont on indique les différentes composantes ci-dessous /7/ ;

Incertitude de "normalisation"	± 2%
Incertitude de méthode	± 2%
Incertitude d'origine γ (±10% sur 10% puissance totale)	± 1%
Incertitude sur le ralentissement (±25% sur 2% puissance totale)	± 0,5%
Incertitude puissance couverture (±10% sur 10% puissance totale)	± 1%
Total	±3,4% (2σ)

L'impact des incertitudes neutroniques sur les calculs de puissance couverture est significatif notamment sur le facteur de point chaud Fc. C'est le facteur par lequel il faut multiplier la composante DTC de la température nominale de gaine (TNG), due à l'élévation de la température du sodium dans le canal élémentaire le plus chaud adjacent à la gaine.

Les assemblages couvertures concernés par la température de point chaud sont ceux pour lesquels Fc est très dépendant des incertitudes neutroniques : assemblages de première rangée pour lesquels 1-Fc ≃ 0,45 dont la contribution neutronique est ≃30%.

L'incertitude de ± 12% affectant la puissance dégagée dans la 1ère rangée radiale fertile entraîne une variation de température ΔT de 30 à 40 °C sur la température de point chaud.

La réduction d'un facteur 2 de cette incertitude aurait l'effet de diminuer la température de point chaud de 15 à 20 °C. Ce qui aurait probablement l'effet d'éviter le surefroidissement des gaines des aiguilles fertiles au cours du cycle.

II.2.3 - Flux neutronique d'attaque des protections

La connaissance du niveau de flux et du spectre neutronique à l'interface couverture/protection est importante dans les études de projet car elle détermine l'épaisseur des protections axiales et radiales nécessaires pour éviter un dépassement de l'activation du sodium secondaire.

La source neutronique à l'entrée des protections est proportionnelle au flux en fin de couverture :

$$S(E,\vec{r}) = A\emptyset\ (E,\vec{r})$$

L'incertitude actuelle (cf.II.1) de 30% sur les taux de réaction en fin de couverture radiale se retrouve intégralement sur la détermination de la source neutronique.

A grande distance du coeur, le taux d'activation du sodium secondaire dépend donc du niveau de flux à l'entrée protection mais également du spectre à haute énergie de ce flux puisque seuls les neutrons de haute énergie vont se propager à travers les protections et après ralentissement participer à l'activation du sodium secondaire.

L'incertitude actuelle sur ce taux d'activation est de≃ ±50% dont une contribution de ±30% due à l'incertitude sur la source.

La réduction de l'incertitude sur le niveau de flux à ±10% entraînerait une diminution d'environ 20% sur l'activation du sodium secondaire.

En outre, une bonne connaissance du spectre nentronique à haute énergie peut aussi réduire les incertitudes sur le calcul des dommages sur les structures, étant donné que ces dommages sont dus en particulier aux neutrons d'énergie supérieure à 100 keV /10/.

III - DEMARCHE SUIVIE POUR AMELIORER LES PRECISIONS DES PARAMETRES PROJET

La détermination des caractéristiques des couvertures fertiles d'un réacteur à neutrons rapides est basée au CEA sur la notion de "formulaire".

Un formulaire regroupe un ensemble de méthodes de calcul et de données de base.

Les incertitudes sur le calcul des paramètres projet ont alors deux origines de nature différente :

- d'une part, les incertitudes de nature systématique résultant du choix des méthodes de calcul,

- d'autre part, les incertitudes liées aux données de base.

L'amélioration des précisions des paramètres d'intérêt pour les couvertures fertiles passe donc par l'amélioration des incertitudes de méthodes et des données de base.

III.1 - Méthodes de calcul

L'étape initiale en vue de l'amélioration des méthodes de calcul est de définir une méthodes de calcul de référence. Cette méthode de référence doit satisfaire aux critères suivants :

- être la plus exacte possible,
- avoir un caractère de souplesse,
- ne pas être prohibitive au point de vue coût de calcul.

Dans la méthode de référence, les données de base issues des mesures différentielles servent alors essentiellement de point de départ ou d'intermédiaires.

L'optimisation de cette méthode est basée sur la vérification de ses prédictions calculées avec les résultats expérimentaux obtenus sur expériences critiques et l'analyse systématique des écarts entre calcul et expérience.

Cette façon de procéder implique deux conditions :

a) une définition rigoureuse des conditions expérimentales afin de pouvoir mettre en évidence, sans ambiguité, l'origine de l'écart calcul/expérience.

b) une connaissance des précisions de mesure et de calcul car l'écart calcul/expérience n'est rendu significatif que par l'incertitude dont on l'affecte.

En raison de la complexité des géométries réelles des réacteurs de puissance, une description détaillée ne peut être réalisée. On définit alors, une méthode de projet dans laquelle un certain nombre d'approximations sont effectuées par rapport à la méthode de référence :

- découpage énergétique
- approximations géométriques,

et dans laquelle, on doit tenir compte de l'évolution du combustible. Le recalage entre les deux méthodes s'effectue alors par l'intermédiaire de facteurs correctifs et de leurs incertitudes.

La définition d'une méthode de référence ainsi que de la méthode projet pour le calcul des propriétés des couvertures fertiles fera l'objet du chapitre II.

III.2 - Données de base

A ce stade, nous disposons :

- d'une part d'un formulaire de référence comportant les meilleures approximations de calcul disponibles et d'un jeu de sections efficaces provenant des mesures différentielles et des évaluations.

- d'autre part, d'un ensemble d'écarts calcul/expérience avec le formulaire de référence sur des paramètres intégraux provenant du programme expérimental.

L'approche suivie, pour l'amélioration des incertitudes provenant des données de base est basée sur la méthode d'ajustement des sections efficaces afin de réduire les écarts calcul/expérience sur les paramètres intégraux.

La première étape de cette approche consiste à déterminer les sensibilités des paramètres intégraux mesurés à l'ensemble des sections efficaces par la méthode des perturbations généralisées et notamment déterminer les données et les domaines énergétiques associés importants pour le calcul des paramètres intégraux. Il faut également définir les incertitudes maximales sur les sections efficaces à partir des mesures différentielles.

Ensuite, on réalise l'ajustement statistique sur l'ensemble des sections efficaces retenues par une méthode standard d'ajustement. Cette méthode a pour but de trouver l'ensemble des variations de sections efficaces jugées prépondérantes qui donnent le meilleur accord calcul/expérience pour un grand nombre de paramètres mesurés.

On dispose alors d'un jeu de sections efficaces ajustées.

Une étude de sensibilité sur deux paramètres intégraux importants pour le calcul des propriétés des couvertures sera effectuée dans le Chapitre III.

III.3 - Vérifications expérimentales

Jusqu'à présent, la démarche indiquée ci-dessus a été suivie pour l'élaboration d'un formulaire "coeur" (formulaire CARNAVAL).

La définition d'un formulaire "couverture" est basée sur le formulaire actuel possédant des données ajustées pour les coeurs.

Son amélioration au cas des couvertures s'effectue par vérification sur des expériences, de ses performances.

Les données expérimentales proviennent des programmes exéprimentaux utilisés pour l'ajustement des données "coeur" (type programme RZ /11/) où certains paramètres intégraux ont été mesurés dans les zones fertiles des coeurs étudiés, mais également de programmes expérimentaux "ad hoc" couvertures.

On donne en ANNEXE 3 la description des installations utilisées pour la mesure des paramètres intégraux couverture (MASURCA, PHENIX) et en ANNEXES 4 et 5 les caractéristiques des configurations utilisées.

Dans le Chapitre IV, on examinera le cas d'une expérience (mesure de la production de plutonium dans des assemblages fertiles) effectuée sur le réacteur de puissance PHENIX.

CHAPITRE II

METHODES DE CALCUL DES MILIEUX FERTILES

I - INTRODUCTION

II - METHODE DE REFERENCE - PARTIE 1
LES CARACTERISTIQUES DU CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DES COUVERTURES

1 - Variation spatiale du spectre
2 - Ralentissement des neutrons dans les couvertures
3 - Effets de fuites et d'interfaces
4 - Hétérogénéité
5 - Conclusion

III - METHODE DE REFERENCE - PARTIE 2
CHOIX D'UNE METHODE DE REFERENCE POUR LE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES MULTIGROUPES COUVERTURE.

1 - Méthode du bilan cellule pour le calcul des sections efficaces multigroupes des milieux coeur.
1.1 - Bibliothèque des sections efficaces
1.2 - Traitement neutronique du code de cellule HETAIRE
2 - Adaptation au cas des couvertures
3 - Effet du laplacien
3.1 - Comparaison du spectre HETAIRE et du spectre "exact"
3.2 - Comparaison des termes de fuites "approximé" et "exact"
3.3 - Influence du laplacien sur le calcul du ralentissement élastique et sur la capture de l'^{238}U.
3.4 - Influence du laplacien sur les paramètres intégraux
3.5 - Conclusion
4 - Effet d'hétérogénéité - Tests expérimentaux
4.1 - Hétérogénéité de la cellule fertile MASURCA
4.2 - Influence du spectre de pondération
4.3 - Hétérogénéité sur k*
4.4 - Mesure de l'indice de spectre C8/F5 par détecteur d'activation
4.5 - Comparaison calcul/expérience
4.6 - Conclusion

5 - Effet du terme source sur le spectre de pondération
5.1 - Comparaison des termes source "exact" et "approximé"
5.2 - Influence du terme source sur les paramètres intégraux de la couverture
6 - Conclusions du paragraphe III

IV - METHODE DE CALCUL DE REFERENCE DU FLUX NEUTRONIQUE EN ESPACE ET EN ENERGIE
1 - Méthode de référence
2 - Correction de transport
3 - Conclusion

V - METHODE APPROXIMEE POUR LES CALCULS PROJET
1 - Démarche
2 - Méthode de calcul projet
3 - Comparaison : Méthode projet - Méthode d'analyse des expériences intégrales
3.1 - Découpage à 6 groupes d'énergie. Passage du découpage à 25 groupes d'énergie au découpage à 6 groupes d'énergie
3.2 - Calcul de l'évolution du combustible

VI - CONCLUSIONS DU CHAPITRE

CHAPITRE II
METHODES DE CALCUL DES MILIEUX FERTILES

I - INTRODUCTION

L'étude des propriétés neutroniques des couvertures des réacteurs à neutrons rapides, à savoir la détermination :

- des gains réflecteurs,
- des distributions de puissance en début et fin de vie,
- de la production de plutonium,
- de l'échauffement γ,
- du spectre des fuites des neutrons de la couverture pour les protections,

implique le calcul des distributions de flux et des taux de réaction dans tout le coeur et les couvertures.

Pour les calculs de ces paramètres, il est nécessaire de définir une méthode de calcul. Cette méthode de calcul consiste, en général, en une mise en groupe des données de base, d'une part, et en une méthode pour le calcul spatial et multigroupe du flux neutronique d'autre part.

Le problème des données de base et de leur impact sur les paramètres intégraux sera abordé dans le chapitre III.

Dans le présent chapitre, on aborde le problème de la définition d'une méthode de calcul de référence (sections efficaces et calcul spatial) et de sa validation sur des expériences critiques. Ensuite, on définit une méthode de calcul approximée, qui doit être appliquée aux calculs projet, pour lesquels le calcul des couvertures doit être effectué de façon cohérente, en termes d'approximations, avec le calcul du coeur.

Tout ce qui sera dit sur les méthodes de calcul s'applique à la fois aux couvertures externes du concept homogène et aux couvertures internes du concept hétérogène.

II - METHODE DE REFERENCE - PARTIE 1
LES CARACTERISTIQUES DU CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DES COUVERTURES

Le calcul des sections efficaces dans l'approximation multigroupe, normalement utilisée pour les calculs neutroniques des réacteurs rapides impose le choix d'un flux de pondération $\varphi_p(E)$ défini par :

$$\sigma_i = \frac{\int_{\Delta E_i} \varphi_p(E)\, \sigma(E) dE}{\int_{\Delta E_i} \varphi_p(E) dE} \qquad i = \text{indice de groupe d'énergie}$$

la connaissance du flux de pondération $\varphi_p(E)$ doit être établie à priori /12/.

On examinera, d'abord, dans les paragraphes II.1 à II.4 les propriétés physiques qui caractérisent le flux de pondération $\varphi_p(E)$ dans les couvertures.

II.1 - Variation spatiale du spectre

Dans le cas des milieux coeur et en particulier des coeurs de grande taille, le spectre neutronique est dominé par le mode fondamental du milieu. Ce spectre unique est couramment utilisé pour condenser les sections efficaces détaillées en un petit nombre de groupes d'énergie dans les calculs spatiaux.

Par contre, la situation dans les milieux fertiles est plus complexe ; en effet, le spectre de ces milieux est plus difficile à caractériser simplement /12/. Les figures 3, 4 et 5 représentent le spectre détaillé en différentes positions des systèmes coeur/couverture en UO_2-Na, coeur/couverture en uranium métallique appauvri et coeur/réflecteur en acier-Na respectivement. Le coeur utilisé pour ces calculs est un coeur à uranium dont l'enrichissement est de 30% en ^{235}U /11/.

Dans les trois cas, le spectre réel coeur suit de près le spectre fondamental $\psi^c(u)$ dans une grande zone coeur et aux hautes et moyennes énergies (au dessus de quelques keV).

Le spectre réel pour les couvertures et réflecteur est, quant à lui, continuellement et fortement variable suivant la position dans le milieu et n'atteint pas de valeur d'équilibre.

Si a l'interface coeur/couverture, le spectre dans le couverture est très voisin du spectre coeur, il se dégrade très rapidement à l'intérieur de la couverture.

L'optimisation du type et du nombre de spectres de pondération à adopter pour les condensations des sections efficaces est donc délicate. La dégradation continue du spectre dans les milieux réflecteur s'explique en terme de bilan, par l'absence ou presque de sources de fission et par un rapport ralentissement/absorption assez élevé.

II.2 - Ralentissement des neutrons dans les couvertures

En ce qui concerne le ralentissement il se fait :

- soit par choc élastique,
- soit par choc inélastique.

En particulier, le ralentissement des neutrons par diffusion élastique se fait essentiellement à partir des éléments "légers" (90 à 95%) avec par ordre d'importance : l'oxygène, le sodium puis le fer.

Pour une composition volumique classique d'une couverture en UO_2 appauvri-Na représentative des réacteurs de puissance :

UO_2 = 56,4% Sodium = 25,6% Inox : 15,0%

la section efficace macroscopique de ralentissement élastique représente à 100 keV; (valeur en dessous de laquelle le ralentissement est pratiquement élastique) en moyenne 90 à 98% de la section efficace macroscopique totale.

La contribution de l'^{238}U à ce type de réaction n'est pas négligeable (25% environ) mais son influence sur le ralentissement élastique est très faible puisqu'à 100 keV les pertes relatives pour l'^{238}U et l'oxygène sont dans un rapport 15 comme le montre le tableau suivant /11/ :

Energie des neutrons incidents	1 MeV	100 keV	1 keV
Oxygène	115	12	0,12
Sodium	60	8	0,08
Fer	27	3	0,04
U238	5	0,8	0,00

Perte moyenne d'énergie par choc élastique (en keV)

- Ce résultat est lié à la notion de pouvoir de ralentissement $\xi \Sigma_s$ où Σ_s est la section efficace de diffusion et ξ le gain moyen en léthargie (ou perte moyenne d'énergie) par choc élastique.

$\xi = \text{Log}(\frac{E}{E'})$ E : énergie incidente du neutron
E' : énergie du neutron après le choc

Ce gain moyen de léthargie s'exprime en fonction du nombre de masse du noyau ralentisseur : A

$$\xi = \frac{2}{A+2/3} \qquad A > 10$$

où on voit que les éléments légers ralentissent mieux que les éléments lourds à énergie incidente du neutron égale.

- Le fort pourcentage d'atomes lourds (^{238}U notamment) donne aussi au ralentissement par collision inélastique une importance considérable. Les énergies des premiers niveaux excités pour les principaux isotopes contribuant au ralentissement inélastique sont :

^{238}U 45 keV
Fe 845 keV Cr 1,46 MeV
Na 440 keV

Les chocs inélastiques contribuent essentiellement au ralentissement à haute énergie, environ au dessus de 300 keV.

Ceci est dû au fait que dans la gamme des hautes énergies, le ralentissement par choc élastique joue un rôle beaucoup moins important que vers 100 keV :

- parce que la section macroscopique totale élastique ne représente plus que 75% de la section macroscopique totale au lieu des 95%.

- parce que, à énergie du neutron incident égale, la perte d'énergie par choc élastique est nettement plus faible que par choc inélastique (A 1MeV, 5 keV de perte d'énergie par choc élastique sur l'^{238}U contre un minimum de 45 keV par choc inélastique).

En conclusion, si dans les milieux coeur où le spectre est dur, le ralentissement par choc inélastique sur les noyaux lourds est prépondérant ; dans les milieux couverture où le spectre est beaucoup plus dégradé, le ralentissement se fera aussi de façon importante par choc élastique sur les noyaux "légers".

A haute énergie, la compétition se produit essentiellement entre la production d'une part (fissions sur l'^{238} (seuil à 1 MeV)), les fuites et le ralentissement inélastique (^{238}U, Fe) d'autre part. Jusqu'à 100 keV, l'ensemble des réactions intervient, y compris l'absorption et le ralentissement élastique. En dessous de 100 keV, le ralentissement est purement élastique et l'importance de l'absorption croît (captures sur l'^{238}U). Enfin, à basse énergie, la très grande majorité des neutrons est absorbée en particulier par les résonances de capture de l'^{238}U.

II.3 - Effets de fuites et d'interfaces

La présence de fuites de neutrons aux interfaces contribue également à la modification du spectre. En particulier, il s'agit de fuites de neutrons de hautes énergies du coeur vers la couverture mais aussi de fuites de neutrons de basses énergies de la couverture vers le coeur et éventuellement à l'interface couverture/réflecteur.

En effet, la différence de spectre entre le coeur et les couvertures (ou réflecteurs), où le pourcentage de neutrons à basses énergies est nettement plus important, crée des transitoires en énergie particulièrement forts aux interfaces. A cause du ralentissement, un nombre important de neutrons de basses énergies sont créés dans la couverture, ce qui amène les fuites nettes à l'interface à être progressivement dominées par un courant opposé (de la couverture vers le coeur) de neutrons de basses énergies. Cet effet est d'autant plus important que le milieu ralentisseur est faiblement absorbant créant dans ce cas une importante population de neutrons de basses énergies, qui diffuse vers le coeur (voir figure 5). Cet effet peut se propager jusqu'au centre du coeur comme le mettent en évidence les figures 3 et 5 dans le cas d'une couverture en UO_2-Na et d'un réflecteur en acier-Na.

Dans le cas de la couverture en uranium métallique, composée essentiellement d'^{238}U, l'absence de quantités importantes de corps légers ou intermédiaires produit une forte atténuation du spectre aux moyennes et basses énergies, où l'on a un très faible ralentissement élastique face à une importante absorption. Le problème du courant de neutrons de basses énergies de la couverture vers le coeur ne se pose pratiquement pas. Le ralentissement inélastique sur l'^{238}U a dans ce milieu le rôle déterminant, produisant une déformation importante et fonction de l'espace du spectre aux hautes énergies (voir figure 4).

II.4 - Hétérogénéité

Le problème de la détermination du spectre de pondération $\varphi_p(E)$ à utiliser pour le calcul des sections efficaces multigroupes des couvertures est encore compliqué par la structure hétérogène de ces milieux due à la juxtaposition du combustible et du réfrigérant.

Cette structure hétérogène est liée à la forme des matériaux utilisés dans les installations d'où proviennent la majorité des informations expérimentales et dans les réacteurs de puissance :

- des réseaux de réglettes cylindriques, à section circulaire pour le combustible, carrée pour les autres matériaux de simulation (réseaux étudiés dans MASURCA).

- des aiguilles fertiles baignant dans le fluide caloporteur (assemblages des réacteurs de puissance PHENIX et SUPERPHENIX) et montées en assemblages de section héxagonale.

Sur le plan physique, cette hétérogénéité se marque par une différence de flux entre le combustible et le diluant. On peut décomposer cet effet en deux parties : L'une liée à la structure macroscopique du flux qu'on appelle "hétérogénéité spatiale", l'autre due à la structure fine du flux dans la région des résonances des éléments lourds, appelée "hétérogénéité résonnante".

L'hétérogénéité spatiale provient du fait : d'une part, que les neutrons naissent par fission dans le combustible et d'autre part que l'absorption est bien plus forte et le ralentissement bien plus faible dans le combustible que dans le diluant. On aura donc plus de neutrons à haute énergie et moins à basse énergie dans le combustible par rapport au diluant ; ce qui se traduit par un spectre plus dégradé dans la zone diluant.

L'hétérogénéité résonnante est due à l'absorption des neutrons dans la couche superficielle de l'élément combustible aux énergies des résonances, ce qui augmente l'auto-protection des résonances par rapport à un milieu homogène.

D'un point de vue pratique, l'hétérogénéité du réseau n'est pas du même ordre de grandeur entre assemblages des réacteurs de puissance et assemblages des expériences critiques. Ceci est dû à la différence de dimension radiale des matériaux par rapport au libre parcours moyen des neutrons.

Le tableau suivant donne les diamètres (en mm) des réglettes du des aiguilles des couvertures utilisées dans les expériences critiques (MASURCA) et dans les réacteurs de puissance :

		PHENIX			SUPERPHENIX	
		Axiales			Axiales	
	MASURCA	Inférieure intégrée	Supérieure	Radiale	intégrées	Radiale
Ø(MM)	12,7	≃6,6	≃18	≃18	7	17

Le libre parcours moyen des neutrons dans ce type de couverture en fonction de l'énergie varie entre 15 et 40 mm. D'un point de vue théorique, seules les couvertures intégrées peuvent être considérées comme homogènes (dimension faible devant le libre parcours moyen).

II.5 - Conclusion

A partir des considérations physiques précédentes, la définition d'une méthode de référence pour le calcul des sections efficaces multigroupes des couvertures impose malgré tout un certain nombre d'approximations.

En effet, la procédure suivie est celle de l'utilisation de la méthode de résolution d'un bilan cellule employée pour les calculs des sections efficaces multigroupes des milieux coeur et modifiée pour l'adapter aux besoins spécifiques des calculs couverture.

Après avoir rappelé la méthode employée pour les calculs des milieux coeur (paragraphe III.1), on étudiera dans les paragraphes III.2 à III.5, les modifications nécessaires pour les calculs des sections efficaces multigroupes des couverturs permettant la prise en compte des effets :

- de la variation spatiale du spectre,
- du ralentissement,
- des fuites,
- de l'hétérogénéité.

La validation des différentes approximations proposées se fera à l'aide d'une comparaison calcul/expérience à partir d'expériences critiques effectuées dans MASURCA.

III - METHODE DE REFERENCE - PARTIE 2
CHOIX D'UNE METHODE DE REFERENCE POUR LE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES MULTIGROUPES COUVERTURE

III.1 - Méthode du bilan cellule pour le calcul des sections efficaces multigroupes des milieux coeur

Le calcul du bilan cellule est basé sur le formulaire CARNAVAL /13/ formé du code de cellule HETAIRE /14/ et du jeu de sections efficaces, à 25 groupes, ajustées, CADARACHE Version IV.

L'approche consiste à traiter le plus correctement possible le bilan de chaque cellule, en particulier, en ce qui concerne le découpage énergétique ou l'hétérogénéité. Le spectre fin en énergie ; obtenu dans ce bilan, est alors utilisé pour condenser, en conservant les taux de réaction, les sections efficaces de chaque cellule à un plus petit nombre de groupes. Ces sections efficaces condensées sont ensuite employées dans les calculs spatiaux.

III.1.1 - Bibliothèque des sections efficaces

Le fichier de données nucléaires est défini dans un découpage fin en énergie (660 groupes) imposé par un traitement correct du ralentissement et couvrant la gamme d'énergie:

Energie thermique → 14,5 MeV

Seules les sections efficaces et les données dont les variations avec l'énergie peuvent être considérées comme lentes, sont tabulées dans un découpage plus large à 25 groupes (tableau 1).

En résumé, ce fichier comprend 3 parties :

1. Une bibliothèque à 660 groupes d'énergie ($\Delta u = 0.016$) comprenant les sections efficaces de ralentissement élastique des éléments légers entre 0,4 eV et 2 MeV.

2. Une bibliothèque à 25 groupes d'énergie entre l'énergie thermique et 14,5 MeV (cf.Tableau I) pour les autres réactions (on a vérifié /15/ que ce découpage était suffisant pour traiter les sections efficaces autres que le ralentissement élastique).

3. Une tabulation des facteurs d'autoprotection en fonction de la température et de la dilution pour les différentes réactions des éléments lourds entre 0,4 eV et 67 keV, pour les captures des éléments "légers" de 100 eV à 1,4 MeV suivant les isotopes (voir tableau II). Cette information est mise sous la forme de "sous-groupes" dans le formulaire (§ III.1.2).

III.1.2 - Traitement neutronique du code de cellule HETAIRE

A partir des données multigroupes (§ III.1.1), pour obtenir le bilan neutronique des différents milieux en mode asymptotique, c'est à dire le flux neutronique, les sections efficaces autoprotégées et les sections efficaces de ralentissement élastique correctes, il faut résoudre l'équation du bilan sous sa forme multigroupe :

$$(D_g B^2 + \Sigma_{tg})\, \phi_g = \sum_{k \leq g} \Sigma^{k \to g}\, \phi_k + \chi_g S_g \qquad (1)$$

Cette équation est résolue par le code de cellule HETAIRE, par un formalisme de probabilités de collision Pij/16/ en hétérogène et en géométrie plane ou cylindrique.

Le système (1) est alors remplacé par un système équivalent d'équations couplées, obtenu à partir de l'équation intégrale du transport :

$$\begin{cases} V_j\, \Sigma_{tj}(E)\, \phi_j(E) = \sum_{i=1}^{n} V_i P_{ij}(E)\, S_i(E) \\ S_i(E) = \int_0^{\infty} \Sigma_i(E' \to E)\, \phi_i(E')\, dE' \end{cases} \qquad (2)$$

où V_i et V_j sont les volumes des régions i et j
ϕ_j est le flux moyen en espace dans la région j

$S_i(E)$ est la source (densité d'arrivée) moyenne de fission et de ralentissement dans la région i

$P_{ij}(E)$ est la probabilité de premier choc dans la région j des neutrons nés isotropiquement et uniformément dans la région i.

Les grandes lignes de la résolution de ce système sont :

1. Le calcul du flux fin de pondération pour les sections efficaces de ralentissement élastique.

Ce calcul est effectué en homogène à 660 groupes d'énergie.

L'équation du bilan (1) est résolue moyennant certaines approximations testées numériquement :

- les sections efficaces lentement variables avec l'énergie, autres que les sections efficaces de ralentissement élastique, ainsi que le laplacien matière B^2 peuvent être calculés dans le découpage à 25 groupes d'énergie en utilisant des sections de tranfert élastique approchées. Dans ce calcul, on résoud le système (1) en recherchant la valeur propre B^2 et le vecteur propre $\vec{\phi}$.

- les données sont ensuite discrétisées à 660 groupes et l'on résoud l'équation du bilan (1) dans ce découpage en tant qu'équation de ralentissement (B^2 est fixé) pour obtenir le flux fin de pondération à 660 groupes.

2. La résolution du système (2)

Le calcul est ensuite un calcul à 25 groupes. On traite le système en hétérogène avec :

- le calcul de l'autoprotection des résonances des corps lourds et des résonances de capture des éléments légers par la méthode des sous-groupes /17/ dont l'intérêt est de permettre un calcul simple, précis et rapide de l'autoprotection résonnante dans les cellules hétérogènes complexes.

- le calcul du coefficient de diffusion hétérogène selon la théorie de P.BENOIST /18/ avec les simplifications suivantes :

. on se limite au premier choc dans le calcul des probabilités de collision

. on néglige l'anisotropie de la diffusion ; par contre deux coefficients directionnels axial D_Z et radial D_R sont calculés. Ceci permet par une moyenne de définir un coefficient dit "isotrope" D^B plus exact.

. la courbure du flux est prise en compte par l'intermédiaire d'un coefficient dépendant du laplacien matière B^2 et défini par :

$$\gamma = \frac{x \operatorname{arctg} x}{3\left(1 - \frac{\operatorname{arctg} x}{x}\right)} \quad \text{où} \quad x = \frac{B}{\Sigma_{totale}}$$

$$\text{d'où} \quad D = \frac{D^B}{\gamma}$$

Cette définition du coefficient de diffusion est équivalente à une approche "B1 non consistant" et fournit en diffusion des résultats équivalents à un calcul transport.

- Le calcul du flux par résolution du système (2), à 25 groupes et avec choc formellement isotrope (correction complète du transport). La recherche du laplacien matière se fait en itérant la résolution du système.

- Le calcul des sections efficaces dites "homogénéisées" qui servent dans les calculs spatiaux des réacteurs. Par définition, ce sont les sections efficaces qu'il faut attribuer au milieu homogène de même composition moyenne que le réseau pour conserver tous les taux de réaction en mode fondamental et par conséquent tous les paramètres intégraux.

$$\sigma_{HH}^{g} = \frac{\sum_i N_i V_i \phi_g^i \sigma_g^i}{V_t \bar{N} \bar{\phi}_g}$$

i : indice de région

g : indice de groupe

avec $$\bar{\phi}_g = \frac{\sum_i V_i \phi_i^g}{\sum_i V_i}$$

$$\bar{N} = \frac{\sum_i N_i V_i}{\Sigma_i V_i} \quad ; \quad V_t = \Sigma_i V_i$$

Ces sections efficaces hétérogène-homogénéisées (H-H) sont définies aussi bien pour les isotopes séparés (sections microscopiques HH) que pour le mélange des isotopes (sections macroscopiques HH).

En résumé, le schéma de calcul du formulaire CARNAVAL est représenté sur la figure 6.

III.2 - Adaptation au cas des couvertures

Comme on l'a dit plus haut, la méthode standard pour le calcul des sections efficaces multigroupes des couvertures est une adaptation de la méthode décrite ci-dessus pour prendre en compte les caractéristiques neutroniques typiques des couvertures.

En effet, la variation rapide du spectre dans la couverture qui a pour conséquence la variation du spectre fin de pondération pour les sections efficaces de ralentissement élastique, est prise en compte par l'introduction d'un spectre de pondération "moyen", c'est à dire qui tient compte d'une façon moyenne des effets spatiaux.

Ce spectre est conditionné par l'existence d'une source superficielle à l'interface coeur-couverture et par un courant de fuite de la couverture vers le coeur.

- la source extérieure (nécessaire pour un milieu ne contenant pas d'isotopes fissiles) est supposée être une source de volume et est prise égale à :

$$Sg = [D_g \, \phi_g]_{coeur} \qquad g = \text{indice de groupe.}$$

- les fuites sont prises en compte par l'intermédiaire d'un terme d'absorption fictive Ag :

$$Ag = D^*_g B^2 \qquad g : \text{indice de groupe}$$

où D^*_g est le coefficient de diffusion de la cellule couverture étudiée et B^2 est donné par une relation du type :

$$B^2 = k\left(\frac{\pi}{a'}\right)^2 \text{ ou } k\left(\frac{J_o}{R'}\right)^2 ; \; J_o = 2.405$$

qui dépend de la géométrie ; où k est un coefficient relié à la position dans le coeur de la région fertile (pavé central, anneau, ou couverture externe) et a'(R'), est une épaisseur "extrapolée" (ou un rayon extrapolé) de la région fertile /12/.

On rappelle en ANNEXE 8 les expressions du laplacien suivant la géométrie et la position de la couverture.

En définitive, pour le calcul du flux fin de ralentissement, HETAIRE résoud l'équation aux sources en mode fondamental et en milieu homogène :

$$(1) \quad (\Sigma_t^g + D_g^* B^2)\,\varphi_g = S_f^g + S_{in}^g + \sum_{k \ll g} \Sigma_{el}^{k \to g} \, \varphi^k + [D^g \, \phi^g]_{coeur}$$

pour chaque microgroupe g.

avec : Σ_t^g : section efficace macroscopique totale

S_f^g : source de fission = $\chi_g \sum_{k \leqslant g} \nu\Sigma_f^k \phi^k$

S_{in}^g : source inélastique supposée uniformément répartie dans le macrogroupe G

$\Sigma_{el}^{k \to g}$: section efficace macroscopique de transfert élastique définie par :

$$\Sigma_{el}^{k \to g} = \sum_{\text{tous les isotopes}} \Sigma_{iel}^k \, p_i^{k-g}$$

où $\Sigma_{iel}^k \begin{cases} = N_i \sigma_{iel}^k \text{ pour un corps léger} \\ = N_i \sigma_{iel}^K \cdot (k \in K) \text{ pour les autres corps} \end{cases}$

et $p_i^{k \to g}$ est la probabilité de transfert du microgroupe k au microgroupe g, calculée avec l'hypothèse de choc isotrope dans le système du centre de masse.

Le flux fin φ_g ainsi calculé permet de définir les sections efficaces de transfert élastique, les sections totales et de diffusion élastique et enfin la section de transport dans le découpage à 25 groupes.

On voit donc, à partir de la relation (1) , que les 2 approximations (source extérieure et terme de fuite) interviennent pour le calcul du flux fin de ralentissement élastique.

Nous allons, dans ce qui suit, étudier successivement l'influence de ces 2 termes.

III.3 - Effet du Laplacien

Le problème est donc la détermination d'un spectre "moyen" dans les couvertures pour la pondération des sections efficaces de ralentissement élastique. Ce spectre "moyen" est issu de l'hypothèse de la prise en compte de la courbure du flux dans les couvertures pour le calcul des fuites "moyennes".

A partir des études effectuées par R.CORCUERA /12/ deux hypothèses ont été retenues :

- la forme spatiale du flux dans la couverture est du type :
  $f(x) = \sin B\,(a'-x)$ où a' est une dimension "extrapolée" de la couverture,

- la différence entre la dimension géométrique et la dimension "extrapolée" de la couverture, correspondant physiquement à la pénétration du spectre "couverture" dans les régions adjacentes est de l'ordre d'un libre parcours moyen de transport :

Cette valeur de λ_{cv} étant semi-empirique, on peut valider son choix sur la base des effets de ce choix, à savoir :

- sur le calcul du spectre et des fuites de la couverture et d'une comparaison avec un calcul exact de ces deux types de paramètres ;

- sur l'hétérogénéité de la cellule, avec une vérification expérimentale (§ III.4).

III.3.1 - Comparaison du spectre HETAIRE et du spectre "exact"

Nous allons considérer les 2 situations suivantes de la configuration Racine 1A (Voir ANNEXE 5 et figures 7 et 8).

Type de couverture	Composition	Epaisseur (cm)	Géométrie
Radiale Interne MASURCA	Na/UO_2 50/50	15*	cylindrique
Anneau MASURCA	Na/UO_2 50/50	10	cylindrique

* rayon

Nous allons effectuer 2 calculs cellule par HETAIRE pour les deux milieux fertiles indiqués ci-dessus, en considérant la même source extérieure $[D\Phi]_{coeur}$ et en prenant en compte les fuites à l'aide du laplacien B^2 défini précédemment avec λ_{cv} = 3 cm, ce qui correspond au libre parcours moyen des neutrons d'énergie comprise entre 0.1 keV et 100 keV.

Nous obtenons alors les deux valeurs suivantes de B^2 :

Pavé central
$B^2 = 0{,}0112\ cm^{-2}$

Anneau
$B^2 = 0{,}0241\ cm^{-2}$

Nous comparons sur les figures 9 et 10 le spectre moyen "approximé" du pavé central et de l'anneau fertiles avec le specte moyen "exact" de ces mêmes milieux obtenu par un calcul spatial en transport /19/ à 1 dimension radiale (voir figure 7). Ce calcul tansport utilise le jeu de sections efficaces calculé par HETAIRE et la dimension non prise en compte est simulée par un laplacien tranverse $B^2 = 5.8\ 10^{-4}\ cm^{-2}$. Le spectre moyen "exact" correspond au spectre moyenné sur la zone fertile considérée (pavé ou anneau).

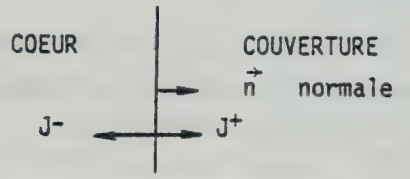
On observe sur les figures 9 et 10 que ce spectre "approximé" est en bon accord avec le spectre "exact", en particulier aux hautes énergies, ce qui était prévisible à priori, à cause du choix de λ_{cv} (représentatif des neutrons d'énergie comprise entre 0,1 keV et 100 keV).

Ce spectre étant utilisé dans le formalisme HETAIRE pour le calcul des sections efficaces de ralentissement élastique, on en étudiera les conséquences dans le paragraphe III.3.3.

III.3.2 - Comparaison des termes de fuites "approximé" et "exact"

A l'aide du calcul spatial en transport précédent, on peut déterminer à partir du courant neutronique sortant de la couverture, les valeurs par groupes B^2g du laplacien.

En effet, en considérant l'interface coeur/couverture suivante :

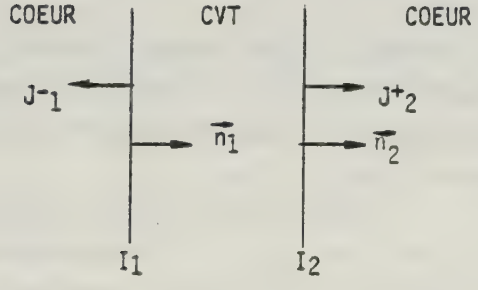


l'intégrale du courant neutronique J^- sortant de la couverture vers le coeur à l'interface, représente les fuites à travers cette interface. On a alors :

$$L^-g = \int_{interface} J^-g \, dS = (D_g B^2_g)CVT \, \phi_g \, CVT$$

$$\Longrightarrow B^2_g \, CVT = \frac{L^-g}{(D_g \phi_g)CVT}, \; g = 1 \text{ à } 25$$

Remarque : Dans le cas de l'anneau, nous devons faire le bilan neutronique sur 2 interfaces I_1 et I_2 :



Le courant total de fuites pour la couverture (anneau) s'écrit alors :

$$Lg = \int_{I_1} J^-1g \, dS_1 + \int_{I_2} J^+2g \, dS_2 = (D_g B^2_g)CVT \phi_g \, CVT$$

Les figures 11 et 12 représentent dans le cas des 2 couvertures étudiées les variations spectrales du terme de fuites B^2_g et confirment que les valeurs imposées B^2 utilisées dans HETAIRE ($B^2 = 0{,}0112$ cm^{-2} et $B^2 = 0{,}0241$ cm^2 pour le pavé central et l'anneau respectivement) sont représentatives des valeurs B^2_g aux hautes énergies.

III.3.3 - Influence du Laplacien sur la calcul du ralentissement élastique et sur la capture de l'^{238}U

Pour étudier l'effet d'une évaluation correcte du flux moyen par l'intermédiaire du terme de fuites, on a considéré dans les tableaux III et IV pour une couverture en UO_2/Na typique des couvertures étudiées dans MASURCA, l'effet de la variation de la valeur du laplacien B^2 donc du flux de pondération, sur la section efficace de ralentissement élastique du sodium et de l'oxygène près des résonances de ≃ 2.85 keV et ≃ 800 keV respectivement, ainsi que sur l'auto-protection résonante de l'^{238}U aux basses énergies. Les valeurs de B^2 utilisées sont déduites des relations données au paragraphe III.2 en considérant successivement 3 valeurs de λ_{cv} (3 cm, 6 cm, 8 cm).

Ces valeurs de λ_{cv} conduisent aux valeurs suivantes du laplacien dans le cas du pavé central et de l'anneau de la configuration RACINE 1A :

VALEURS DU LAPLACIEN B^2 INTRODUITES
DANS LES CALCULS CELLULE

	PAVE CENTRAL	ANNEAU
λ_{cv} 3 cm	.0112 cm^{-2}	.0241 cm^{-2}
λ_{cv} 6 cm	.0082 cm^{-2}	.0132 cm^{-2}
λ_{cv} 8 cm	.0067 cm^{-2}	.0090 cm^{-2}

Les effets de la variation du flux de pondération due à la variation de la valeur du B^2 sur la section de ralentissement élastique du sodium et de l'oxygène sont représentés dans le tableau III où nous avons également porté les écarts (en %) calculés à partir de variations extrêmes du laplacien B^2, (dispersion $\delta B^2/B^2 \simeq \pm 70\%$).

En ce qui concerne l'effet des fuites sur l'autoprotection résonnante on observe, dans le cas de la section efficace de capture de l'^{238}U, les effets portés dans le tableau IV.

III.3.4 - Influence du laplacien sur les paramètres intégraux

A partir des jeux de sections efficaces couvertures, obtenus par les calculs cellule précédents (§ III.3.3) nous avons effectué 2 calculs spatiaux en approximation de la diffusion /20/ sur une géométrie simplifiée du coeur RACINE 1A :

- l'un avec le couple de cellules fertiles (pavé central + anneau) avec $\lambda_{cv} = 3$ cm.
- l'autre avec le couple de cellules fertiles obtenu pour $\lambda_{cv} = 6$ cm.

La géométrie utilisée est à 1 dimension cylindrique suivant la coupe radiale du coeur RACINE 1A. (Voir figure 7). La dimension non traitée est prise en compte, dans les deux cas, par l'intermédiaire d'un laplacien axial $B^2 = 5.8\ 10^{-4}\ cm^{-2}$.

A partir des sections efficaces obtenues par HETAIRE et des flux obtenus par les calculs spatiaux en diffusion, on a obtenu à l'aide du code TREAC /21/ les rapports de taux de réaction F8/F5 et C8/F5 intégrés en énergie,

- d'une part, moyennés sur les zones fertiles correspondantes,
- et d'autre part, point par point sur la traverse radiale considérée.

Dans le tableau V, nous comparons les valeurs des rapports de taux de réaction $\frac{F8}{F5}$ et C8/F5 moyennés sur les zones fertiles et dans le tableau VI nous avons porté les valeurs de ces mêmes rapports calculées point par point dans les zones fertiles.

Ces deux tableaux montrent que l'effet du laplacien donc du spectre de pondération utilisé dans les calculs cellule est très faible sur le calcul des paramètres intégraux considérés puisque l'écart sur la masse critique (keff du coeur considéré) est nul et les écarts sur les rapports de taux de réaction sont toujours inférieurs au pourcent.

III.3.5 - Conclusion

Nous venons de voir que la prise en compte de la courbure du flux dans les couvertures pour le calcul des fuites "moyennes" est une bonne approximation mais elle ne permet pas de définir la valeur du laplacien à utiliser dans le calcul des cellules fertiles considérées comme homogènes.

En effet, des variations importantes du laplacien conduisent à des écarts très faibles sur les valeurs des paramètres intégraux considérés.

La recherche d'un test plus sensible au laplacien nous amène à étudier l'hétérogénéité des assemblages fertiles MASURCA et à effectuer une comparaison calcul-expérience afin de valider la méthode de calcul de référence.

III.4 - Effet d'hétérogénéité - Tests expérimentaux

Au cours des programmes PRE-RACINE /22/ et RACINE /22/ des mesures d'indices de spectre ont été effectuées sur une traverse des coeurs à l'aide de détecteurs d'activation.

Les résultats expérimentaux que nous allons considérer, se rapportent aux mesures effectuées dans les zones fertiles internes à savoir :

- pour la configuration PRE-RACINE (Voir annexe 4)
  - le pavé central à réglettes UO_2 carrées à uranium appauvri (.4% d'^{235}U)
  - le pavé central à réglettes UO_2 rondes à uranium naturel (.7% d'^{235}U)

- pour la configuration RACINE 1A (Voir Annexe 5)
  - le pavé central
  - l'anneau

  } à réglettes UO_2 carrées à uranium appauvri (.4% d'^{235}U

Les cellules fertiles internes de ces configurations sont représentées sur les figures 13 et 18.

Dans ces configurations, il y a eu deux mesures du taux de capture de l'^{238}U, l'une dans la réglette Na et l'autre dans la réglette UO_2 de la cellule fertile UO_2-Na.

Pour une comparaison calcul/expérience représentative, il est donc nécessaire de tenir compte de l'hétérogénéité de la cellule dans les calculs cellule.

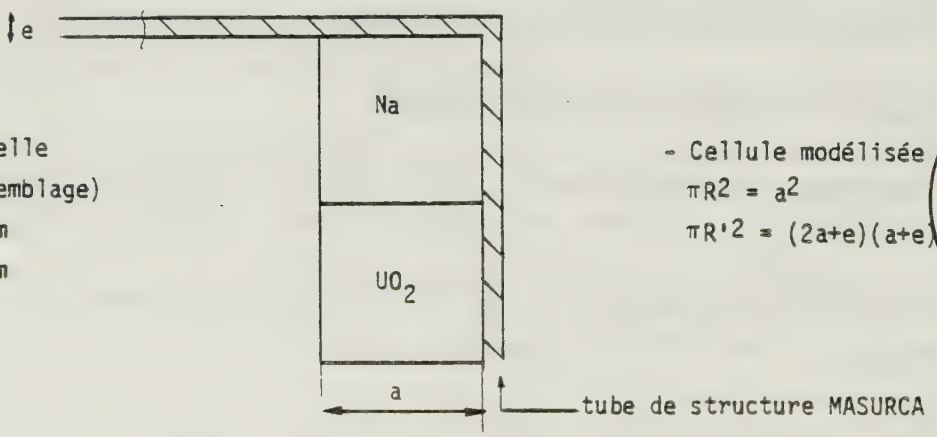
III.4.1 - Hétérogénéité de la cellule fertile MASURCA

Dans les options du formulaire CARNAVAL IV pour le calcul des sections efficaces des couvertures il est possible de prendre en compte l'hétérogénéité des cellules couverture (§ III.1.2). Selon la procédure standard d'HETAIRE, on représente la cellule hétérogène dans une géométrie cylindrique à 2 zones concentriques où les régions à uranium représentent le "combustible"et le fluide réfrigérant et les éléments de structure représentent le "diluant".

La modélisation de la cellule CRI à réglettes carrées d'UO_2 des configurations étudiées s'effectue de la façon suivante :

- on conserve le rayon équivalent R de la réglette UO_2 pour la zone interne (combustible) de la cellule cylindrique à 2 zones concentriques,

- on calcule un rayon total équivalent R' de la cellule réelle de façon à conserver le volume total des 2 réglettes UO_2 et Na et du tube de structure comme l'indique la figure Ci-dessous :



Le calcul cellule hétérogène se fait à valeur du laplacien fixé. Cette valeur est celle indiquée dans le paragraphe III.2, selon la géométrie et l'emplacement de la couverture.

Comme nous l'avons fait dans le cas du calcul cellule homogène nous allons étudier l'influence du laplacien sur le calcul de la cellule décrite en hétérogène.

III.4.2 - Influence du spectre de pondération

Pour étudier l'influence du laplacien sur le calcul de l'hétérogénéité de la cellule fertile nous allons considérer pour les 2 couvertures internes (pavé central et anneau) de la configuration RACINE 1A les cas où la pénétration du spectre couverture dans les milieux adjacents est de l'ordre de 3,6 et 8 cm comme nous l'avons fait dans le paragraphe III.3.3.

Nous allons effectuer les mêmes calculs cellule mais en considérant l'hétérogénéité de la cellule comme nous l'avons décrit ci-dessous. Dans le tableau VII nous avons reporté les différents résultats concernant le coefficient de multiplication en milieu infini et en mode fondamental k* ainsi que les indices de spectre $\frac{\sigma F8}{\sigma F5}$ et $\frac{\sigma C8}{\sigma F5}$ calculés à partir des valeurs des sections efficaces à 1 groupe.

Nous avons également porté les écarts entre calcul homogène et calcul hétérogène pour chaque valeur du laplacien.

Les écarts sur k* sont en absolu (en pcm) et ceux sur les indices sont en relatif (en%).

Les variations des effets d'hétérogénéité en fonction des valeurs du laplacien représentées sur les figures 25 et 26 montrent que :

- l'effet absolu $\delta k^* = k^*_{hét} - k^*_{hom}$ croît rapidement avec B^2

- l'effet relatif d'hétérogénéité sur $\frac{\sigma F8}{\sigma F5}$ oscille autour de la valeur 0,

- l'effet relatif d'hétérogénéité sur $\frac{\sigma C8}{\sigma F5}$ décroît lorsque B^2 croît.

Remarque : Bien que le coefficient de multiplication du réseau infini et en mode fondamental k* n'a pas de sens exact dans un milieu du type couverture, ce coefficient est utile pour une comparaison relative hétérogène-homogène par exemple.

III.4.3 - Hétérogénéité sur k*

Nous avons observé que l'effet d'hétérogénéité (en pcm) sur le coefficient k* variait de façon rapide en fonction du laplacien utilisé et que cet effet augmentait lorsque les fuites augmentaient donc que le spectre devenait plus dur.

En milieu infini et en mode fondamental k* est défini par :

$$k^* = \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a} = \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_c + \Sigma_f}$$

Des petites variations $\delta\nu\Sigma_f$ et $\delta\Sigma_c$ entraînent une variation δk^* telle que :

$$\frac{\delta k^*}{k^*} = \frac{\delta\nu\Sigma_f}{\nu\Sigma_f} - \left(\frac{\delta\Sigma_f}{\Sigma_a} + \frac{\delta\Sigma_c}{\Sigma_a} \right)$$

Dans le tableau VIII nous avons reporté les variations en % des sections efficaces macroscopiques H-H dues à la prise en compte de l'hétérogénéité pour différentes valeurs du laplacien B^2. Etant donné la constance des écarts sur les différents paramètres nous allons nous intéresser à déterminer les isotopes dont la contribution à l'écart sur k* est prépondérante. Pour cela, nous considérons une valeur de laplacien B^2 fixé, à savoir $B^2 = 0{,}0082\ cm^{-2}$, et nous portons dans le tableau IX les sections efficaces de capture et de fission des principaux isotopes de la cellule fertile considérée.

Ce tableau fait clairement apparaître que l'isotope dont la contribution sur l'effet en réactivité est prépondérante est l'^{238}U (écarts de +0,3% et de -1,5% sur Σ_f et Σ_c respectivement).

D'autre part, en comparant les différents ordre de grandeur des sections efficaces, on peut écrire en 1ère approximation :

$$\frac{\delta k^*}{k^*} \simeq \frac{\delta \nu 8}{\nu 8}\,\frac{\Sigma f 8}{\Sigma f 8}\,\frac{\delta \Sigma c 8}{\Sigma a 8}$$

$$\# \; - \frac{\delta \Sigma c 8}{\Sigma a 8}$$

Pour s'affranchir de l'effet éventuel du flux intervenant dans la définition des sections efficaces macroscopiques H-H (Voir § III.1) nous nous sommes placés à flux constant et en comparant les taux de capture moyen de l'^{238}U nous obtenons :

$$\frac{\sigma_{c8}(Hét)\,\varphi_{HOM} - \sigma_{c8}(HOM)\,\varphi_{Hom}}{\sigma_{a8}\,(Hét)\,\varphi_{HOM}} = -1{,}7\%$$

Cette valeur est à comparer avec l'écart $\frac{\delta k^*}{k^*}$ du tableau VIII à savoir 1.5%.

Ainsi, l'effet d'hétérogénéité observé sur le coefficient k* provient en majeure partie de l'effet observé sur la section de capture de l'^{238}U et lui est inversement proportionnel.

Cette étude a permis de confirmer

- d'une part que les faibles valeurs de laplacien B^2 permettaient d'obtenir un effet d'hétérogénéité minimum en réactivité,

- d'autre part que cet effet d'hétérogénéité est dû en majeure partie à l'effet observé sur la section efficace de capture de l'^{238}U et notamment l'influence de la structure des résonances de l'^{238}U.

Pour s'en rendre compte, nous avons porté dans le tableau ci-dessous les sections efficaces de capture de l'^{238}U dans la zone combustible et dans la zone diluant de la cellule CRI étudiée ainsi que la section efficace à dilution infinie.

Groupes Structures CARNAVAL et énergie limites		$\sigma_{capture}$ ^{238}U (en barns)		
		Zone combustible	Zone diluant	Dilution infinie
11	40,9 - 24,8 keV	.352	.357	.380
12	24,8 - 15,0 keV	.458	.463	.500
13	15,0 - 9,12 keV	.556	.570	.637
14	9,12 - 5,53 keV	.691	.714	.780
15	5,53 - 3,36 keV	.842	.905	1.043
16	3,36 - 2,04 keV	.936	1.232	1.434
17	2,04 - 1,23 keV	.772	1.093	1.947
18	1,23 - 0,748 keV	.997	1.509	3.092
19	748 - 454 eV	.938	1.557	3.511
20	454 - 275 eV	.904	1.799	3.734
21	275 - 101 eV	1.469	5.652	16.213
22	101 - 22,6 eV	2.215	12.572	38.230
23	22.6 - 3.06 eV	3.707	35.189	105.149

Dans le calcul cellule hétérogène, l'^{238}U est représenté en dilution infinie dans la zone diluant. La comparaison des colonnes "zone diluant" et "dilution infinie" montre que les sections efficaces de l'^{238}U sont auto-protégées (par rapport aux valeurs à dilution infinie) même si l'^{238}U n'y est pas présent, à cause de la structure fine du flux issue de la zone combustible.

On voit donc l'importance d'un bon calcul du spectre de pondération pour le calcul de l'hétérogénéité.

Nous allons maintenant considérer l'hétérogénéité observée dans les expériences intégrales et comparer les différents résultats obtenus à partir des différentes configurations expérimentales avec les calculs cellule effectués par HETAIRE. La prise en compte de l'hétérogénéité de la cellule est nécessaire puisque la comparaison calcul/expérience se fait, non pas sur une valeur homogène du paramètre mesuré mais sur une valeur hétérogène.

III.4.4 - Mesure de l'indice de spectre $\frac{C8}{F5}$ par détecteur d'activation

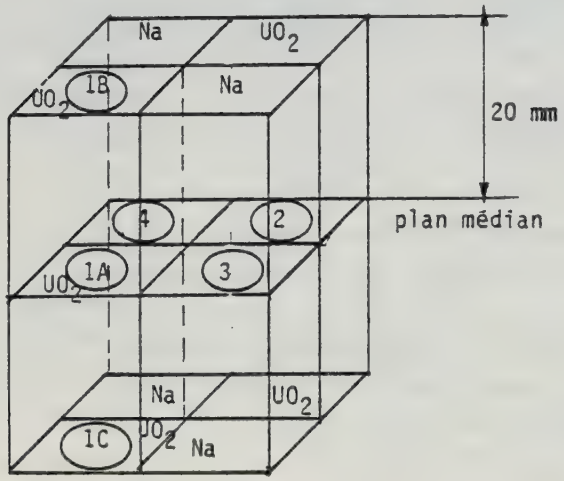
Le principe de la mesure de cet indice est donné en ANNEXE 6.

Nous donnons dans ce paragrahe quelques indications sur les conditions expérimentales.

a) Expérience PRE-RACINE

On dispose de billettes démontables de 4" environ dans lesquelles on peut intercaler les détecteurs entre les compacts du combustible. Ceci a permis de ne pas perturber la mesure par les bouchons d'acier et aussi de doubler ou tripler la mesure dans la même billette.

Les détecteurs sont placés entre les réglettes Na au plan médian du coeur pour les positions 3 et 4 et un détecteur entre les réglettes UO2 pour la position 2. En 1, il y a une réglette UO2 démontable, ce qui a permis de placer un détecteur au plan médian et deux détecteurs de part et d'autre du plan médian à 20 mm environ (voir figure et tableau suivants).



N° détecteur	Emplacement
1A	Plan médian
1B	+ 20 mm
1C	- 20 mm
2	Plan médian
3	Plan médian
4	Plan médian

b) Expérience RACINE

Les mesures ont été effectuées dans le tube E 19.18 sur 4 colonnes UO2 et 4 colonnes Na et dans le tube E 19.17 sur 2 colonnes UO2 et 2 colonnes Na pour le pavé central (voir figure 27). Pour l'anneau elles ont été effectuées dans le tube E 19.15 sur 3 colonnes UO2 et 3 colonnes Na et dans le tube E 19.14 sur 2 colonnes UO2 et 2 colonnes Na (voir figure 27).

Les détecteurs utilisés ont un diamètre de 12,1 mm et une épaisseur de 0,1 mm. Ils sont placés dans des réglettes démontables de 12" pour les colonnes UO2, dans le plan médian, au contact des billettes UO2.

Dans les colonnes sodium, ils sont placés en bout de réglettes, entre 2 bouchons et afin de ne pas modifier le chargement du tube, le lit de bouchons a été laissé à +5 cm de l'axe de symétrie axial.

Pour chaque configuration (PRE-RACINE avec CRI à réglettes UO_2 carrées, PRE-RACINE avec CRI à réglettes UO_2 rondes, RACINE) on dispose de 2 mesures par détecteurs des taux de capture de l'^{238}U, l'une étant effectuée dans une réglette UO_2, l'autre dans une réglette Na.

III.4.5 - Comparaison Calcul-expérience

Les calculs ont été effectués par le code cellule HETAIRE en utilisant l'option cellule hétérogène. Les différentes cellules CRI ont été décrites en géométrie cylindrique à 2 zones concentriques (§ III.4.1).

Pour simuler la présence d'un détecteur dans la zone diluant de la cellule, nous y avons placé de l'^{238}U en quantité infinitésimale ($N_8 = 10^{-11}$ atomes/cm^3).

Pour le traitement des résultats expérimentaux de l'indice de spectre C8/F5 on a considéré les moyennes des valeurs expérimentales, d'une part pour les valeurs mesurées dans les réglettes combustible et d'autre part pour les valeurs mesurées dans les réglettes sodium (Voir figure 27).

Cette approximation se justifie en raison de la faible variation spatiale de cet indice /23/, /24/.

Nous avons reporté dans les tableaux X et XI, pour chaque configuration étudiée, les valeurs moyennes expérimentales et les valeurs calculées.

Pour ces dernières, nous avons considéré les 3 valeurs du laplacien B^2 correspondant à des pénétrations du spectre couverture de l'ordre de 3,6 et 8 cm respectivement.

Nous remarquons :

- d'une part, que le laplacien B^2, donc le spectre de pondération, n'a pas d'influence significative sur l'indice C8/F5 calculé dans les réglettes combustible UO_2. (Effet de l'ordre de 1% sur l'indice calculé dans les réglettes UO_2 pour une dispersion $\frac{\delta B^2}{B^2} \simeq 70\%$),

- d'autre part, que la valeur de l'indice calculé C8/F5 dans les réglettes Na est par contre plus sensible à la variation du spectre (Effet de l'ordre de 5% pour la même dispersion $\frac{\delta B^2}{B^2}$).

Il faut noter d'autre part, que l'effet du laplacien B^2 donc du spectre joue en sens contraire entre réglette UO2 et réglette Na.

Enfin, les différents résultats montrent que le meilleur accord calcul/expérience sur le facteur d'hétérogénéité f défini par :

$$f = \frac{\text{indice } \frac{C8}{F5} \text{ réglette Na}}{\text{indice } \frac{C8}{F5} \text{ réglette UO2}}$$

se situe pour les valeurs du laplacien B^2 correspondant à la valeur $\lambda_{CV} = 6$ cm ; c'est à dire pour les valeurs représentatives des neutrons de haute énergie (entre 0,5 MeV et 1,5 MeV).

Remarque : Ce dernier résultat est confirmé pour 3 configurations seulement. Dans le cas du pavé central à réglettes UO2 carrées de PRE-RACINE on observe un désaccord. Or, si les résultats des calculs sont très cohérents entre cette configuration et le pavé central RACINE 1A où les réglettes UO2 sont aussi à base carrée, la mesure expérimentale dans la réglette Na semble très sous-estimée. Cette sous-estimation semblerait provenir du fait que les détecteurs dans ces réglettes sont placés entre 2 bouchons de réglettes. Or, ces bouchons peuvent avoir des épaisseurs différentes et les détecteurs ont pu alors être placés entre 2 bouchons épais très absorbeurs de neutrons.

Pour une interprétation correcte des mesures dans les colonnes sodium un traitement adéquat de ces effets de bouchons serait nécessaire /25/ mais la comparaison effectuée ici, bien qu'insuffisante, permet de prendre en compte les effets de différence de spectre entre réglette "combustible" et réglette "sodium".

III.4.6 - Conclusion

La détermination d'un spectre "moyen" dans les couvertures pour la pondération des sections efficaces de ralentissement élastique s'effectue par l'intermédiaire d'un terme de fuites prises en compte sous forme d'un laplacien géométrique.

La comparaison entre les spectres couverture issus d'une part du calcul cellule et d'autre part d'un calcul spatial a montré que l'accord était raisonnablement bon, en particulier aux hautes énergies. De plus, le calcul, par l'intermédiaire du calcul spatial, des valeurs par groupe du laplacien confirme que la valeur imposée B^2 utilisée dans HETAIRE est représentative des valeurs aux hautes énergies et que le calcul des paramètres intégraux est peu sensible à la valeur utilisée.

Pour déterminer de façon plus précise la valeur du laplacien à introduire dans le calcul cellule, l'analyse des effets d'hétérogénéité dans les expériences intégrales est un bon test car ce phénomène est très sensible au spectre.

Une comparaison calcul-expérience sur le facteur d'hétérogénéité f, a montré que la valeur du laplacien permettant un bon accord calcul-expérience correspondait à une valeur légèrement plus faible que la valeur correspondant aux hautes énergies issue du calcul spatial.

II.5 - Effet du terme source sur le spectre de pondération

La définition du spectre "moyen" dans les couvertures pour le calcul des sections efficaces multigroupes de ralentissement élastique de ces milieux suppose l'existence d'une source superficielle à l'interface coeur/couverture pour prendre en compte les fuites de neutrons de hautes énergies du coeur vers la couverture.

Dans la méthode de calcul actuelle, on suppose que cette source est une source de volume uniformément répartie sur toute la cellule et de la forme $\langle D\emptyset \rangle_{coeur}$ obtenue à partir du calcul cellule du milieu coeur adjacent.

On va, dans ce paragraphe, étudier l'influence de cette approximation sur le calcul des paramètres intégraux de la couverture étudiée. Dans la réalité, cette source est une source de surface répartie à l'interface coeur-couverture dont le spectre va se modifier rapidement dans la couverture en raison du ralentissement et de l'absorption sur les noyaux lourds (^{238}U).

III.5.1 - Comparaison des termes source "exact" et "approximé"

En reprenant les considérations du paragraphe III.3.2 et en considérant le courant entrant J^+ dans la couverture à l'interface coeur/couverture nous pouvons en déduire le spectre de la source neutronique entrant dans la couverture et le comparer au spectre "approximé" $/D\emptyset/_{coeur}$ introduit dans les calculs HETAIRE des cellules fertiles considérées.

L'intégrale sur l'interface I

$L^+ = \int_I J^+ ds$ représente la source extérieure à l'interface.

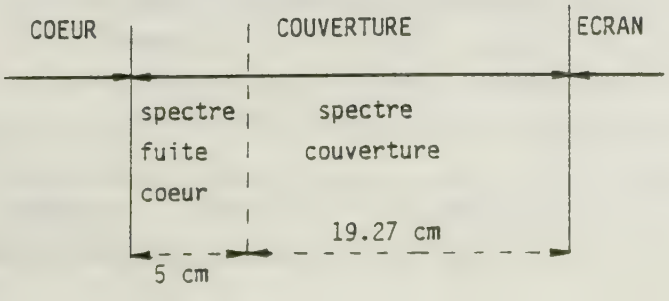
Nous avons représenté sur la figure 28 les 2 spectres dans le cas du pavé central de la configuration RACINE 1A. Cette comparaison permet de conclure que le spectre $/D\emptyset/_{coeur}$ introduit dans HETAIRE est plus dur que le spectre exact obtenu par le calcul spatial.

Si l'on considère l'expression du flux fin de ralentissement donnée par l'équation aux sources en mode fondamental et en milieu homogène (voir § III.2) ; on voit que ce terme source devra être compensé par un terme de fuites plus faible que le terme de fuite moyen qu'on obtiendrait par un calcul spatial.

III.5.2 - Influence du terme source sur les paramètres intégraux de la couverture

Pour étudier l'influence du terme source sur le calcul des paramètres intégraux, on a divisé la couverture radiale externe de la configuration RACINE 1A (Voir figure 7) en deux régions, pour chacune desquelles on a calculé des sections efficaces différentes. Le premier jeu est calculé avec une source $D\emptyset_{coeur}$. Pour le calcul du deuxième jeu on a introduit dans le calcul des sections efficaces de couverture un terme de source $D\emptyset_{couv}$, issu du calcul du milieu couverture mais avec la source $D\emptyset_{coeur}$.

On a introduit les deux jeux de sections efficaces pour la couverture dans un calcul spatial en diffusion identique au calcul spatial effectué dans le paragraphe III.3.4 mais où la couverture radiale externe était divisée en deux régions comme le montre la figure ci-dessous :



La comparaison des valeurs calculées des indices de spectre F8/F5, C8/C5 et F9/F5 dans les deux situations :

1 - 1 zone couverture avec source extérieure = spectre de fuite du coeur pour toute la couverture,

2 - 2 zones couvertures avec source extérieure = spectre de fuite du coeur pour une zone périphérique, d'épaisseur 5 cm + spectre de la couverture pour la zone restante,

est indiquée dans le tableau suivant :

	cm dans la couverture	cas avec 1 seule région	cas avec 2 régions	Ecarts %
F8/F5	5. 20.	.391 .0830	.392 .0825	+0,2 -0,6
C8/F5	5. 20.	1.001 .882	.999 .879	-0.2 -0,4
F9/F5	5. 20.	.921 .948	.921 .951	0.0 +0,3

Le résultat du calcul montre donc des effets négligeables du terme source sur tous les paramètres intégraux.

III.6 - CONCLUSIONS DU PARAGRAPHE III

Dans ce paragraphe, nous avons défini la méthode de référence pour le calcul des sections efficaces multigroupes des couvertures. Cette méthode est basée sur la méthode de résolution d'un bilan cellule employée pour les calculs des sections efficaces multigroupes des milieux coeur et modifiée pour l'adapter au cas des couvertures. Elle comporte donc par rapport à celle-ci un certain nombre de modifications que nous avons résumé dans le tableau suivant.

	METHODE DE REFERENCE POUR LE CALCUL DES σ_{eff} COUVERTURE
FUITES	- 25 groupes énergétiques découpage CARNAVAL - B^2 valeur unique, variable selon la géométrie et la configuration
SOURCE	- $/D\emptyset/_{coeur}$ sur toute la couverture
HETEROGENEITE	- Décrite explicitement (mêmes fuites et même source que le cas homogène)

La recherche d'un test sensible à la valeur du laplacien à introduire dans le calcul cellule pour prendre en compte une courbure "moyenne" du flux dans les milieux couvertures nous a amené à considérer le phénomène d'hétérogénéité de ces milieux et à effectuer une comparaison calcul-expérience afin de valider la méthode de calcul de référence.

Enfin, la prise en compte de la source extérieure sous la forme $/D\emptyset/_{coeur}$, uniformément répartie sur la couverture est une approximation suffisante qui n'introduit que peu d'effet sur le calcul des paramètres intégraux.

IV - METHODE DE CALCUL DE REFERENCE DU FLUX NEUTRONIQUE EN ESPACE ET EN ENERGIE

IV.1 - Méthode de référence

L'équilibre neutronique qui s'établit dans un réacteur nucléaire est un phénomène complexe qu'il faut savoir calculer avec précision si l'on désire obtenir une bonne connaissance du réacteur et une utilisation rationnelle du combustible.

Les phénomènes de diffusion, de ralentissement et d'absorption des neutrons, obéissent à l'équation de Boltzmann (équation du transport) dont la solution est le flux angulaire dépendant de la position, de l'énergie et de la direction des neutrons.

La résolution de l'équation du transport exige la connaissance des sections efficaces de tous les isotopes présents dans le réacteur, à toutes les énergies, et de la géométrie détaillée du réacteur.

Un calcul à trois dimensions d'espace, pour un réacteur entier, nécessiterait un temps de calcul ordinateur démesuré. On utilise dans les cas courants, des méthodes de calcul moins lourdes à mettre en oeuvre. Elles sont fondées sur la tentative de découpler l'espace de l'énergie et tiennent compte de la répétition, dans une configuration du coeur, de motifs identiques entre eux.

La méthode de référence pour l'analyse des mesures faites sur expériences critiques utilise l'approximation de la diffusion à deux dimensions d'espace et à 25 groupes d'énergie ;

- en géométrie cylindrique (R,Z),

- ou en géométrie plane (X,Y) avec introduction d'un terme de fuites sous la forme $D_i\beta^2$ pour prendre en compte la dimension axiale non traitée explicitement.

Si le coefficient de diffusion D_i varie selon les zones i rencontrées, le laplacien axial β^2 est pris unique sur tout le réacteur et indépendant de l'énergie.

Remarque : La détermination du laplacien axial β^2 s'effectue par comparaison de deux calculs en diffusion en géométrie cylindrique :

- l'un à 2 dimensions (R,Z)
- l'autre à 1 dimension suivant l'axe R,

le découpage spatial étant, évidemment, identique, suivant R. Le laplacien β^2 satisfait alors à la condition :

$$keff\ [2D(R,Z)] = keff\ [1D(R) + D_i\beta^2]$$

Les sections efficaces macroscopiques des différentes régions homogènes du réacteur étudié sont issues des calculs cellule à 25 groupes d'énergie par HETAIRE qui traite les sections efficaces milieu par milieu.

IV.2 - Correction de tranport

La méthode de référence utilisant l'approximation de la diffusion, un test est effectué en calcul transport (approximation S4 pour le découpage angulaire) afin d'évaluer les corrections à apporter à la méthode de référence qui s'avère insuffisante pour le traitement des effets liés aux interfaces et aux propagations dans les couvertures.

Ces corrections de transport (traverses de taux de réactions) sont évaluées à 1 dimension d'espace successivement en radial et en axial par comparaison de deux calculs à 25 groupes d'énergie ;

- l'un en diffusion
- l'autre en transport

à même géométrie et mêmes fuites transverses.

Remarque : En radial, le laplacien axial β^2 utilisé est identique à celui utilisé dans la méthode de référence 2D (X,Y).

En axial, le laplacien radial α^2 est déterminé

- soit à partir du calcul cellule coeur où connaissant β^2,

On a la relation :

$$B^2_m = \alpha^2 + \beta^2$$

où B^2_m est le laplacien matière de la cellule coeur.

- soit par comparaison de deux calculs diffusion comme nous l'avons fait pour la détermination de β^2.

A titre d'exemple, en ce qui concerne la masse critique, les effets d'interface pris en compte en appliquant des corrections de transport sont de l'ordre de 300 pcm dans le cas des assemblages critiques MASURCA en axial et en radial /26/.

Pour les distributions de taux de réaction, à normalisation identique au centre du coeur, les écarts entre théorie du transport et approximation de la diffusion pour une configuration PRE-RACINE coeur propre (sans CRI centrale remplacée par une zone plutonium) sont particulièrement importants (≃10%) pour le taux de fision de l'U_{238} /26/, et donc pour le calcul des distributions de puissance dans les couvertures. Nous avons porté dans le tableau suivant /26/, les corrections de transport calculées pour les principaux taux de réaction dans la configuration PRE-RACINE coeur propre en différents points du réacteur.

		Radial	Axial
Fission de l'238U	Centre coeur	-0,1 %	0%
	Zone intermédiaire	-2,0 %	-1,0 à-2,0 %
	Interface coeur/couverture	+ 10 %	+2 à+3 %
	Milieu de la couverture	+3 %	+2 à+3 %
	Fin couverture	-5 %	-10 %
Capture de l'238U et Fission de l'235U	Centre coeur	-0,30 %	-0,10 %
	Zone intermédiaire	+0,30 %	-0,20 %
	Interface coeur/couverture	+1,0 %	+1,0 %
	Milieu de la couverture	+ 2,0 %	+ 2,0 %
	Fin de la couverture	+ 2,0 %	+ 3,0 %

Remarque : Les calculs transport servent aussi à évaluer les perturbations localisées propres aux assemblages expérimentaux comme nous le verrons pour l'analyse expérimentale effectuée dans le chapitre IV.

IV.3 - Conclusion

En définitive, la méthode de calcul de référence du flux neutronique en espace et en énergie pour l'analyse des mesures faites sur expériences critiques est résumée dans le tableau ci-dessous :

METHODE DE REFERENCE DE CALCUL DU FLUX	- découpage énergétique 25 groupes CARNAVAL - Approximation Diffusion - Géométrie à 2 dimensions . cylindrique (R,Z) ou . plane (X,Y) + fuites axiales $D^{\Gamma} B^2$

+

Correction de transport Géométrie à 1 dimension	{ axiale + fuites $D^i\alpha^2$ radiale + fuites $D^i\beta^2$

V - METHODE APPROXIMEE POUR LES CALCULS PROJET

V.1 - Démarche

Selon la démarche classique, propre à la physique des réacteurs à neutrons rapides, adoptée par le CEA ; on définit une méthode de calcul de référence qui constitue le cadre théorique de l'étude du réacteur et qu'il convient de qualifier par une comparaison systématique des résultats du calcul avec ceux des mesures intégrales effectuées dans le déroulement du programme expérimental associé*. Cette comparaison du calcul avec l'expérience peut conduire à un ajustement du formulaire (modification de certaines données de base ou amélioration du calcul de référence) afin de rendre correctement compte des expériences.

Enfin, il faut pouvoir transposer les résultats obtenus sur le réacteur de puissance puisque l'objectif d'une telle étude est l'application aux calculs de projet des réacteurs de puissance.

La transposition prend en compte à la fois l'information expérimentale (facteurs correctifs issus des expériences intégrales) mais également la méthode de calcul. En effet, en raison de la complexité des géométries et du nombre de données à traiter pour l'étude d'un avant-projet ou d'un projet de réacteur de puissance, on est amené à définir une méthode de calcul projet utilisant certaines approximations par rapport à la méthode de référence pour l'analyse des expériences intégrales. En d'autres termes, on s'efforce de connaître les facteurs correctifs à appliquer aux paramètres calculés dans la méthode projet ainsi que les incertitudes associées.

---

* Ce programme expérimental peut être effectué soit sur maquette critique (MASURCA) ; soit sur réacteur de puissance (PHENIX).

La démarche suivie est résumée dans le tableau suivant :

1	Méthode de référence pour l'analyse des expériences intégrales (cf. § IV)
2	Analyse des expériences intégrales ⟶ Ecarts calcul/expérience
3	Ajustement du formulaire et/ou facteurs correctifs + incertitudes issus de l'analyse expérimentale [2]
4	Méthode de calcul projet
5	Comparaison Méthode projet/Méthode de référence [4] [1] d'où facteurs correctifs calculés pour quelques situations typiques + incertitudes
6	Valeur finale projet : combinaison [4] x [3] x [5] + incertitude

V.2 - Méthode de calcul projet

Les études paramétriques projet ne peuvent être réalisées systématiquement dans un découpage à 25 groupes d'énergie, étant données la complexité des géométries et la taille des réacteurs.

Le projet utilise un découpage énergétique à 6 groupes.

La condensation des sections efficaces s'effectue à partir des données à 25 groupes issues du formulaire CARNAVAL.

La pondération s'effectue sur les spectres fondamentaux issus du calcul cellule pour les milieux fissiles et sur un spectre standard pour les couvertures et réflecteurs.

Les calculs standard employés sont, dans l'approximation de la diffusion :

- en géométrie hexagonale plane (H2D) avec fuites suivant l'axe Oz, comparable aux calculs 2D(X,Y) de la méthode de référence pour l'analyse des expériences intégrales.

- en géométrie cylindrique 2 dimensions (R,Z).

Remarques : Pour un avant-projet figé, des calculs en diffusion 3 dimensions hexagonal-Z peuvent être effectués comme référence.

L'analyse de certains problèmes particuliers, comme les interfaces ou les hétérogénéités macroscopiques conduit à utiliser la méthode de transport en géométries à 1 ou 2 dimensions pour déterminer des facteurs correctifs par rapport à l'approximation de la diffusion.

Par rapport aux expériences intégrales effectuées sur maquette critique, dans le cas d'un réacteur de puissance, la détermination des paramètres projet est conditionnée par l'évolution neutronique du réacteur déterminant la variation des quantités de noyaux lourds. Cette variation détermine le gain de régénération ainsi que la produciton de puissance. Il est donc important de la chiffrer avec précision.

Dans la méthode projet, le calcul d'évolution du coeur se fait à puissance et à réactivité constantes.

Elle s'effectue à partir d'une situation de référence, en décomposant le coeur en un certain nombre de mailles pour lesquelles l'évolution de la composition atomique du combustible et la production des produits de fission sont calculées individuellement avec des sections microscopiques moyennes initiales. Ces compositions atomiques, fonctions de l'évolution sont reprises dans un calcul spatial qui permet de déterminer les caractéristiques du réacteur à l'instant t du cycle de fonctionnement.

Ce processus est appliqué aussi bien aux milieux fissiles qu'aux couvertures. Mais dans le cas des couvertures, le problème est plus délicat étant donné l'accumulation de Plutonium au cours du fonctionnement : la puissance peut augmenter d'un facteur 2 entre le début et la fin du cycle. Le bilan relatif productions sur disparitions évolue donc rapidement avec le temps dans les couvertures.

En conclusion, la méthode pour les calculs projets est résumée dans le tableau ci-dessous où l'on a également rappelé, pour comparaison, les caractéristiques de la méthode de référence pour l'analyse des expériences intégrales.

METHODE DE REFERENCE ANALYSE EXPERIENCES INTEGRALES	METHODE PROJET
- 25 groupes découpage CARNAVAL - Approximation Diffusion - Géométrie à 2 dimensions .(R,Z) ou . (X,Y) + fuites - Correction transport systématique - Pas de calcul d'évolution	- 6 groupes à partir du découpage 25 groupes - Approximation Diffusion - Géométrie à 2 dimensions .(R,Z) ou . hexagonal + fuites - pas de correction de transport, en général - Calcul d'évolution moyenne

V.3 - Comparaison Méthode Projet-Méthode analyse des expériences intégrales

Nous avons vu au paragraphe V.1 que la valeur finale associée au paramètre projet était obtenue en tenant compte d'un certain nombre de facteurs correctifs avec leurs incertitudes permettant la transposition.

Nous allons étudier successivement dans ce paragraphe les approximations de calcul de la méthode projet par rapport à la méthode de référence pour l'analyse des expériences intégrales. Nous allons ainsi déterminer les facteurs correctifs ainsi que leurs incertitudes à apporter à la valeur calculée par le projet concernant les 2 approximations suivantes :

- découpage énergétique à 6 groupes d'énergie,
- calcul de l'évolution moyenne du combustible.

En ce qui concerne la correction de transport, à l'heure actuelle, on ne la considère pas dans la méthode projet, mais on la prend en compte en terme d'incertitude (enveloppe) variable selon la rangée de couverture.

V.3.1 - Découpage à 6 groupes d'énergie - Passage du découpage à 25 groupes d'énergie au découpage à 6 groupes d'énergie

Pour les études paramétriques du projet, un découpage énergétique à 25 groupes ne peut être utilisé systématiquement étant donné la complexité des configurations étudiées.

La méthode projet utilise un découpage à 6 groupes d'énergie (voir tableau 1) résultant d'une condensation du découpage à 25 groupes avec lequel il partage certaines limites.

La condensation des sections efficaces s'effectue à partir des données à 25 groupes issues du formulaire CARNAVAL.

Si dans les milieux coeur le spectre est dominé par le mode fondamental du milieu et est donc choisi pour la pondération des sections efficaces, dans les couvertures, par contre le spectre n'atteint pas de valeur d'équilibre (voir § I) : le problème de la condensation des sections efficaces devient donc délicat dans le choix du spectre de pondération.

La méthode standard de condensation des sections efficaces à 6 groupes d'énergie consiste à utiliser pour la pondération, un flux standard qui correspond à un spectre moyen de la filière à neutrons rapides dans les milieux fertiles et pris en référence au réacteur PHENIX.

Nous allons effectuer dans ce paragraphe, une étude paramétrique à partir des configurations d'intérêt :

- PRE-RACINE (avec CRI centrale à réglettes UO_2 carrées)
- PHENIX (coeur de démarrage).

afin de déterminer les facteurs correctifs à appliquer aux paramètres projet lors du passage du découpage à 25 groupes d'énergie au découpage à 6 groupes d'énergie et en utilisant différents spectres de pondération.

Les paramètres d'intérêt considérés dans cette étude sont :

- le coefficient de multiplication effectif (keff)
- des rapports de taux de réactions calculés en différents points de l'axe radial des configurations étudiées.
- les gains de régénération dans le cas de la configuration PRE-RACINE.

Les facteurs correctifs sur ces différents paramètres seront déterminés par comparaison de deux calculs à 1 dimension en géométrie cylindrique et en approximation de la diffusion avec terme de fuites identiques :

- l'un étant effectué à 25 groupes d'énergie
- l'autre à 6 groupes d'énergie après condensation des sections efficaces à l'aide du code COVAR /27/ et en utilisant différents spectres de pondération.

On rappelle en ANNEXE 7 la méthode de condensation des sections efficaces.

V.3.1.1 - Application à la configuration PRE-RACINE avec CRI centrale

Cette configuration est celle du coeur hétérogène avec une couverture radiale interne à réglettes UO_2 carrées (voir figure 29 et ANNEXE 4).

a) Flux de pondération utilisés

Pour cette étude paramétrique en fonction du flux de pondération on a utilisé :

- le flux fondamental dans les milieux fissiles (ZONA 1 et R1) provenant du calcul cellule HETAIRE de ces milieux.
- le flux standard correspondant au spectre moyen pris en référence au réacteur PHENIX pour les zones fertiles.
- les flux moyens de chaque zone homogène obtenus à partir du flux spatial à 25 groupes du calcul de référence.

A l'aide de ces flux de pondération, on a considéré les 5 combinaisons suivantes :

ZONES FISSILES	ZONES FERTILES	
	CRI	CRE
1. Flux fondamental	Flux standard	Flux standard
2. Flux fondamental	Flux moyen	Flux standard
3. Flux fondamental	FLux moyen	Flux moyen
4. Flux moyen	Flux standard	Flux standard
5. Flux moyen	Flux moyen	Flux moyen

Nous avons représenté sur la figure 30 les différents spectres de pondération utilisés pour la condensation des sections efficaces des zones fertiles.

On remarque que le spectre standard est plus dur que les 2 spectres moyens. D'autre part, en ce qui concerne les taux de réaction, les fissions sur le ^{239}Pu et l'^{235}U ainsi que les captures sur l'^{238}U sont favorisées par des neutrons de basse énergie (résonances entre 1 eV et 1 keV).

Par contre, les fissions sur l'^{238}U sont favorisées par un spectre dur (seuil à 1 MeV pour cette réaction).

On peut donc, d'ores et déjà, dire que l'utilisation d'un spectre plus dur dans une zone augmente la réactivité ainsi que le rapport de taux de réaction F8/F5.

Dans le cas des rapports de taux de réaction F9/F5 et C8/F5, on ne peut conclure par la voie du raisonnement qualitatif, car numérateur et dénominateur évoluent dans le même sens.

b) Résultats et Commentaires

Nous avons regroupé dans le tableau XII les valeurs des paramètres suivants :

- keff,
- rapports de taux de réaction F8/F5, C8/F5 et F9/F5,
- gains de régénération des différentes zones et gain de régénération global du coeur

obtenus par les différents calculs à 6 groupes d'énergie et comparés au calcul de référence à 25 groupes d'énergie.

Remarque : les rapports de taux de réaction sont donnés pour 4 positions dans le coeur :

- au centre du coeur (centre de la CRI) : point a
- au centre de la zone fissile au Pu : point b
  (ZONA 1)
- au centre de la zone fissile à l'U : point c
  (R1)
- après 5 cm dans la couverture : point d
  radiale externe.

Les abscisses de ces 4 points sont données dans le tableau suivant :

Repère dans le Tableau	Abscisses (cm)
a	0
b	26,91
c	50,03
d	69,09

Les différents résultats montrent que :

- la masse critique est toujours surestimée dans les calculs 6 groupes ; mais l'utilisation du flux moyen par zone dans les couvertures minimise cet écart (≈ 100 pcm),

- les effets du spectre de pondération sur les rapports de taux de réaction calculés dans les zones fissiles sont toujours très faibles (moins de 1%) quel que soit le spectre de pondération utilisé,

- dans les zones fertiles, comme on pouvait s'y attendre, le spectre de pondération influe de façon importante sur les rapports de taux de réaction :

Par exemple, avec le flux standard on obtient :

. des écarts sur $\frac{F8}{F5}$ de +9% au centre de la CRI
  et de +20% dans le CRE
. des écarts sur $\frac{C8}{F5}$ de +2% au centre de la CRI
  et de -3,5% dans le CRE
. des écarts sur $\frac{F9}{F5}$ de -1,4% au centre de la CRI
  et de +2% dans le CRE.

- ces écarts sont fortement diminués au centre de la CRI par l'utilisation du spectre moyen de cette zone puisque les écarts sur les indices $\frac{F8}{F5}$ et $\frac{C8}{F5}$ sont pratiquement nuls. Par contre, dans la CRE, il subsiste des écarts encore importants sur ces indices :

≃ +12% sur F8/F5
≃ -1% sur C8/F5
≃ -2,0% sur F9/F5

En ce qui concerne les différents gains de régénération :

- pour les zones fertiles, le terme prépondérant au numérateur est la capture sur l'U_{238} qui diminue lorsque le spectre de pondération durcit. Au dénominateur, le terme prépondérant est la fission de l'U_{238} qui évolue en sens inverse de la capture sur l'U_{238}. Finalement, le gain de régénération de ces zones augmente (respt.diminue) quand le spectre du flux de pondération devient plus mou (respt.plus dur).

Les écarts obtenus sur le gain de régénération de la couverture radiale externe sont significatifs (de 9% à 17%).

- pour les zones fissiles, au numérateur le bilan (production-disparition) de plutonium reste constant en première approximation, le total des fissions sur tout le réacteur évolue dans le même sens que le flux de neutrons lents (malgré l'évolution opposée de σ_{f8}).

Finalement, le gain de régénération de ces zones augmente (respt. diminue) lorsque le spectre du flux de pondération devient plus mou (respt. plus dur). Les effets sur les rapports de taux de réaction entraînent de faibles écarts sur les gains de régénération interne (≃1% à 3%).

En conclusion, les différents résultats du tableau XII suggèrent de recommander pour la condensation à 6 groupes d'énergie, l'utilisation des flux de pondération suivants :

- flux fondamental pour les zones fissiles,
- flux moyen par zone pour la CRI et la CRE.

En ce qui concerne, la couverture radiale externe, l'utilisation du spectre moyenné sur la zone, laisse des écarts non négligeables : +10% sur l'indice F8/F5 et -2% sur F9/F5 ; ce qui entraîne un écart, par rapport au calcul de référence à 25 groupes, de -14% sur le gain de régénération de cette zone.

Nous allons considérer, à l'aide de la configuration PHENIX démarrage, une condensation en découpant la couverture radiale de ce coeur en plusieurs zones spatiales, afin de mieux prendre en compte la variation spatiale du spectre.

V.3.1.2 - Application à la couverture radiale externe du coeur PHENIX Démarrage

Le schéma du coeur PHENIX Démarrage est représenté sur la figure 29 bis. Ce coeur, constitué de 3 zones fissiles (2 zones au plutonium et 1 zone à l'uranium enrichi) entourées radialement par 2 couronnes d'assemblages fertiles en UO_2-Na d'épaisseur environ 25 cm est représentatif du concept homogène. Le modèle de calcul à 1 dimension est représenté sur la figure 29 ter.

a) Flux de pondération utilisés

Les flux de pondération utilisés pour les différentes zones du réacteur sont les suivants :

- zones fissiles : flux fondamentaux issus des calculs cellule,

- zone fertile (CRE)
On a considéré successivement les pondérations suivantes
. flux "moyen" H-H issu du calcul cellule sur toute la couverture
. flux moyenné sur toute la couverture et issu du calcul référence à 25 groupes
. flux moyennés sur 3 zones couverture.
. flux moyennés sur 8 zones couverture.

Le découpage de la couverture radiale en différentes zones est représenté sur la figure 30 bis.

Nous avons représenté sur les figures 31 et 32 les différents spectres de pondération utilisés pour la condensation des sections efficaces de la couverture radiale.

On remarque que le spectre "moyen" H-H du calcul cellule est plus dur que le spectre moyenné sur toute la couverture (remarque déjà effectuée lors de l'étude de la méthode de calcul de référence des sections efficaces des couvertures (voir paragraphe III.3.1). D'autre part, la comparaison des 3 spectres moyennés sur les 3 zones couvertures montre la dégradation importante du spectre dans la couverture.

L'utilisation d'une pondération par zone spatiale à l'intérieur d'un milieu homogène implique la définition de sections efficaces condensées fonction de l'espace.

Sur la figure 33, on a représenté la section macroscopique totale de capture (intégrée sur tous les isotopes) dans la couverture ; pour le macrogroupe III du découpage à 6 groupes (Energies comprises entre 40 keV et 500 keV environ) et en fonction des diverses pondérations.

. le spectre moyen H-H cellule étant plus dur que le spectre moyenné sur toute la couverture, la section efficace condensée est donc plus faible dans ce cas (écart d'environ 1%).

. d'autre part, la section efficace condensée sur 8 zones spatiales est très proche de la section efficace condensée sur 3 zones sur toute la couverture. Entre 6 et 12 cm, les 3 pondérations ($\emptyset_1$ zone, $\emptyset_3$ zones, $\emptyset_8$ zones) sont sensiblement équivalentes mais en début de couverture (0 à 6 cm) et en fin de couverture (12 à 24 cm) les écarts sont assez importants.

b) Effets de la pondération sur la paramètres intégraux

Nous comparons au calcul de référence à 25 groupes d'énergie, les valeurs des paramètres intégraux suivants :

- keff
- rapports de taux de réaction : C8/F9, F8/F9.

Dans le tableau suivant nous avons porté la valeur du keff calculé à 25 groupes d'énergie ainsi que les écarts en pcm keff(25gr) - keff (6gr) suivant les différentes pondérations dans la couverture :

	Calcul référence 25 groupes	1.00851
Calculs 6 groupes	1. $\emptyset_{POND} = \emptyset_{HH}$ cellule	-93 pcm
	2. $\emptyset_{POND} = \overline{\emptyset}_1$ zone	+17 pcm
	3. $\emptyset_{POND} = \overline{\emptyset}_3$ zones	+32 pcm
	4. $\emptyset_{POND} = \overline{\emptyset}_8$ zones	+33 pcm

L'utilisation du flux moyen HH cellule amène une correction non négligeable sur la masse critique. Par contre, les 3 spectres de pondération moyens issus du calcul 25 groupes entraînent un écart faible et pratiquement constant (20 à 30 pcm).

En ce qui concerne les rapports de taux de réaction nous avons représenté sur les figures 35 et 36 la variation spatiale de l'écart en %

$$\frac{\text{Calcul 25 gr - Calcul 6 groupes}}{\text{Calcul 6 groupes}}$$

pour C8/F9 et F8/F9 respectivement et en fonction du spectre de pondération utilisé.

- le rapport $\frac{C8}{F9}$ est peu sensible au spectre de pondération dans la première moitié de couverture (de 0 à 12 cm) mais dans la seconde moitié une pondération par zone spatiale permet de réduire notablement le facteur correctif associé à la condensation par un flux moyen sur toute la couverture.

- le rapport $\frac{F8}{F9}$ est très sensible à la pondération utilisée dans toute la couverture (écarts variant de +4% à l'interface coeur/couverture à ≃-15% en fin de couverture).

La définition de sections efficaces condensées par zones à l'intérieur d'un même milieu devient nécessaire dans le cas des couvertures où le spectre subit des variations rapides. De plus, elle permet de définir un facteur correctif moyen avec une incertitude, facteur défini pour toute la couverture. Par exemple, dans le cas des 2 rapports de taux de réaction C8/F9 et F8/F9 la pondération sur 8 zones spatiales amène un facteur correctif dû au passage 25 groupes - 6 groupes de :

(+1,2 $\pm$1,0)% pour C8/C9
(+ 2,0$\pm$2,0)% pour F8/F9.

V.3.1.3 - Conclusions

Les études paramétriques effectuées dans ce paragraphe pour étudier l'influence du spectre de pondération lors du passage du découpage à 25 groupes d'énergie au découpage à 6 groupes d'énergie permettent de définir une méthode de condensation améliorée qui, pour minimiser les effets de cette approximation, passe par l'emploi :

- du spectre fondamental issu des calculs cellule pour les milieux fissiles
- du spectre moyen, issu d'un calcul spatial pour les milieux fertiles, au lieu du spectre standard utilisé jusqu'à présent.

D'autre part, selon la démarche adoptée pour les calculs projet (Voir paragraphe V.1) ; on définit un facteur correctif et son incertitude qui sera appliqué à la valeur projet. Cette démarche sera suivie dans le chapitre suivant pour l'analyse de l'expérience effectuée dans PHENIX. Mais en général, étant donné la faible amplitude des facteurs correctifs associés à la méthode de calcul projet par rapport à la méthode de référence, on englobe ceux-ci dans une enveloppe d'incertitude variable selon la position dans la couverture.

V.3.2 - Calcul de l'évolution du combustible

Dans la méthode projet, la détermination des paramètres est conditionnée par l'évolution neutronique du réacteur déterminant les variations des quantités de noyaux lourds et des produits de fission. Cette variation détermine le gain de régénération ainsi que la production de puissance.

Les compositions atomiques évoluées, utilisées pour la détermination des distributions de puissance sont obtenues par un calcul d'évolution en géométrie RZ, en approximation de la diffusion à 6 groupes d'énergie. Ce calcul s'effectue à partir d'une situation de référence, en décomposant le réacteur en un certain nombre de mailles pour lesquelles l'évolution de la composition atomique du combustible et la production des produits de fission sont calculées avec des sections efficaces microscopiques moyennes.

D'autre part, elle s'effectue à puissance et à réactivité du réacteur constantes.

Si cette méthode semble adaptée au cas des milieux fissiles, par contre dans le cas des couvertures un certain nombre de corrections doivent être apportées pour tenir compte de l'évolution continue en temps et en espace du flux et du spectre dans ces milieux.

Ces corrections sont évaluées sur des modèles simplifiés en géométrie cylindrique à une ou deux dimensions ou en géométrie hexagonale à deux dimensions.

a) Correction azimutale

Elle prend en compte le fait que les compositions évoluées ont été calculées en géométrie cylindrique RZ et que ce type de calcul ne fournit que des valeurs moyennes identiques pour tous les assemblages d'une même couronne.

Cette correction est particulièrement importante pour les assemblages fertiles qui, suivant les positions, peuvent avoir une, deux ou trois faces en contact avec le combustible.

b) Correction de gradient de flux

Les codes d'évolution calculent les variations moyennes des compositions atomiques sur des cellules résultant d'un découpage du domaine de calcul.

Une correction de gradient est effectuée pour les cellules où le rapport du flux maximum au flux moyen est non-négligeable.

C'est le cas des assemblages fertiles où les variations spatiales du flux sont rapides.

Ces corrections seront appliquées dans le chapitre IV pour l'analyse de l'expérience effectuée dans PHENIX

VI - CONCLUSIONS DU CHAPITRE

En conclusion, les études présentées dans le présent chapitre ont permis d'indiquer que dans la méthode de référence, utilisée pour l'analyse des expériences intégrales, les incertitudes demeurent faibles (préparation des sections efficaces, corrections géométriques, etc...).

On en déduit que les écarts Calcul/Expérience observés ont donc aussi une origine dans les incertitudes sur les données de base.

En ce qui concerne les calculs projets, la méthode utilisée est une méthode approximée, avec amélioration proposée pour la condensation des sections efficaces, à laquelle il faut associer des incertitudes (ou des facteurs correctifs avec leurs incertitudes).

En effet, selon la démarche indiquée dans le paragraphe V.1, on associe deux types d'incertitudes à un calcul projet en ce qui concerne les milieux couverture :

a) d'une part, les incertitudes liées à la transposition des écarts calcul/expérience observés au cours des programmes expérimentaux sur MASURCA /8/, /28/.

b) d'autre part, les incertitudes liées à la méthode de calcul (condensation des sections efficaces, correction de transport, calcul de l'évolution du combustible).

La combinaison de ces différentes incertitudes conduit à des incertitudes globales qui sont transposées au cas du réacteur de puissance.

Dans le cas des taux de réaction, ces incertitudes sont celles indiquées dans le chapitre I et que nous rappelons ci-dessous :

	Zone ou type de couverture SPX1	Couv. Axiales (Inf. et Sup.)	Couv. Radiale		
			1è rangée	2è rangée	3è rangée
Taux de réaction	F9	± 6 %	± 8 %	± 20 %	± 30 %
	F5	± 6 %	± 8 %	± 20 %	± 30 %
	F8	± 7 %	± 12 %	± 20 %	± 30 %
	C8	± 7 %	± 12 %	± 20 %	± 30 %

On remarquera donc que, faute de tendances systématiques des écarts calcul/expérience provenant des expériences effectuées jusqu'à présent et compte tenu de la variabilité des différentes corrections de méthode selon la position et le type de couverture, il a été jugé utile de ne pas indiquer explicitement des facteurs correctifs, mais plutôt de les englober dans une seule valeur d'incertitude, elle aussi variable selon la position dans la couverture.

Il est certain qu'à partir des programmes expérimentaux en cours sur les couvertures (type programme NEFERTITI), il faudra essayer de mieux déterminer les facteurs correctifs et réduire les incertitudes associées. Dans ce but, on examinera d'une part, une expérience d'irradiation dans PHENIX (voir chapitre IV) et d'autre part on essayera dans le chapitre suivant, de déterminer l'impact des incertitudes sur les données de base afin d'indiquer d'éventuels domaines d'ajustement qui puissent réduire les écarts calcul/expérience observés et qui puissent conduire à un futur formulaire amélioré.

Enfin, nous avons résumé dans le tableau suivant, les différentes options pour le calcul des sections efficaces et du flux neutronique.

- pour la méthode de référence
- pour la méthode projet.

	SECTIONS EFFICACES
METHODE DE	- 25 groupes découpage CARNAVAL - B^2 valeur unique, variable selon la géométrie et la configuration - $/D\emptyset/_{coeur}$ sur toute la couverture - Hétérogénéité décrite explicitement (mêmes fuites et même source que le cas homogène).
REFERENCE	FLUX NEUTRONIQUE
	- 25 groupes découpage CARNAVAL - Approximation diffusion - Géométrie à 2 dimensions { (R, Z) ; (X, Y) + fuites axiales - Correction de transport

	SECTIONS EFFICACES
METHODE	- 6 groupes, condensation à partir des sections efficaces 25 groupes - choix du spectre de pondération . flux fondamental pour les milieux fissiles . flux moyen pour les milieux fertiles
	FLUX NEUTRONIQUE
PROJET	- 6 groupes d'énergie - Approximation diffusion - Géométrie à deux dimensions { (R, Z) ; Hexagonal 2D + fuites - Calcul d'évolution moyenne du combustible

CHAPITRE III
DONNEES DE BASE

I - INTRODUCTION

II - PARAMETRES INTEGRAUX ET ANALYSE DE SENSIBILITE

1 - Paramètres intégraux - Référence SUPERPHENIX 1.
2 - Analyse de sensibilité
3 - Calcul des coefficients de sensibilité à l'aide de la théorie des perturbations généralisées.
3.1 - Principe de la méthode
3.2 - Calcul de φ^*_R pour chaque paramètre R_i

4 - Résultats numériques
4.1 - Paramètre intégral R1
4.2 - Paramètre intégral R2

5 - Application de l'étude de sensibilité. Détermination des incertitudes sur les paramètres intégraux provenant des incertitudes sur les sections efficaces.
5.1 - Incertitudes sur les sections efficaces
5.2 - Impact des incertitudes des sections efficaces sur les paramètres intégraux R1 et R2.

6 - Conclusions

III - EFFETS DES INCERTITUDES DES PARAMETRES DE RESONANCE SUR LA SECTION EFFICACE EFFECTIVE DE CAPTURE DE L'URANIUM 238

1 - Concept de facteur d'autoprotection
2 - Sensibilités de la section efficace effective de capture de l'^{238}U aux paramètres de résonance.
2.1 - Sensibilités de la section efficace à dilution infinie
2.2 - Sensibilités du facteur d'autoprotection

3 - Application au calcul du taux de capture de l'^{238}U dans une couverture en UO_2-Na typique des réacteurs à neutrons rapides.

IV - CONCLUSION DU CHAPITRE

CHAPITRE III
DONNES DE BASE

I - INTRODUCTION

La définition du formulaire couverture implique :

- d'une part, l'étude de méthodes de calcul,
- d'autre part, l'étude des évaluations et des mesures différentielles (données de base).

Dans le chapitre précédent, nous avons défini les méthodes de calcul des paramètres des couvertures. Cette étude nous a conduit à définir :

- la méthode de calcul de référence des sections efficaces des couvertures,
- la méthode de calcul de référence du flux neutronique en espace et en énergie pour l'analyse des expériences intégrales,
- la méthode approximée pour les calculs projets.

Les différents tests effectués afin de valider les approximations de méthodes mises en jeu ont montré que ces approximations entrainaient de faibles incertitudes sur le calcul des paramètres intégraux des couvertures et ne pouvaient expliquer intégralement les écarts calcul/expérience obtenus lors de l'analyse des expériences intégrales : écarts compris entre 5 et 15 % sur les mesures de taux de réaction dans les couvertures.

On aborde donc dans ce chapitre le problème des données de base et de leur impact sur les paramètres intégraux des couvertures.

Cette étude est basée sur le calcul de coefficients de sensibilité des paramètres intégraux aux sections efficaces des principaux isotopes rencontrés dans les couvertures et utilise, pour cela, la théorie des perturbations généralisées /29/, qui permet d'obtenir les sensibilités S des paramètres R aux variations de sections efficaces $\frac{d\sigma}{\sigma}$, sensibilités définies par $\frac{dR}{R} = S \frac{d\sigma}{\sigma}$

A l'aide de ces coefficients de sensibilité, on peut déterminer le type de réaction et les isotopes dont la contribution au calcul du paramètre intégral R est primordiale ainsi que le domaine d'énergie associé par l'intermédiaire de diagrammes de sensibilités où l'on représente les sensibilités du paramètre R en fonction de l'énergie.

Les deux paramètres considérés dans cette étude de sensibilité seront pris en référence au réacteur de puissance SUPER PHENIX 1 et concernent le gain de régénération de la couverture radiale externe d'une part, et l'atténuation du taux de fission de l'U_{238} dans la couverture.

Les conclusions de l'étude de sensibilité nous amèneront à étudier dans une seconde partie, la sensibilité de la section efficace effective de capture de l'U_{238} et du facteur d'auto-protection aux données nucléaires de base (paramètres de résonance) dans le domaine des résonances résolues et non résolues (Energies comprises entre 3 eV et 40 keV).

II - PARAMETRES INTEGRAUX ET ANALYSE DE SENSIBILITE

Nous avons vu au paragraphe II du chapitre II que le spectre neutronique dans les couvertures fertiles d'un réacteur à neutrons rapides était déterminé par 4 composantes principales :

- la production des neutrons par fission des noyaux lourds (U_{238}, Pu_{239})

- la disparition par capture sur les noyaux lourds (U_{238} principalement) et les noyaux légers (Fe, Cr, Ox).

- le ralentissement sur les noyaux lourds (par diffusion inélastique U_{238} principalement) et sur les noyaux légers (par diffusion élastique : Fe, Ox, Na).

- les fuites.

Ces composantes ont des répercussions importantes sur la détermination des principales propriétés de ces milieux que l'on peut exprimer par des paramètres intégraux tels que les rapports de taux de réaction.

II.1 - Paramètres intégraux - Référence SUPER PHENIX 1

Nous allons considérer, pour l'analyse de sensibilité aux sections efficaces, les paramètres intégraux suivants pris en relation avec une configuration simplifiée du réacteur de puissance SUPER PHENIX 1.

a) Le rapport R_1 entre le taux de capture de l'U_{238} dans la couverture radiale externe et les taux de fission intégrés sur tout le réacteur :

$$R_1 = \frac{\int_{\text{couverture}} \sum_k N_8 \, \sigma_{c8}^k \, \varphi^k(\vec{r}) d\vec{r}}{\int_{\text{réacteur}} \sum_m \sum_k N_m \, \sigma_{fm}^k \, \varphi^k(\vec{r}) d\vec{r}}$$

avec k : indice de groupe d'énergie
m : indice d'isotopes fissiles (Pu_{239}, U_{235}, U_{238})

Ce rapport représente le gain de régénération externe d'une couverture début de vie (voir ANNEXE 1).

b) Le rapport R_2 entre le taux de fission de l'U_{238} à l'interface coeur/couverture et le taux de fission de l'U_{238} à l'interface couverture/écran.

$$R_2 = \frac{\sum_k N_8 \sigma_{f8}^k \varphi_{(r_1)}^k}{\sum_k N_8 \sigma_{f8}^k \varphi_{(r_2)}^k}$$

k = indice de groupe d'énergie
r_1 = abscisse de l'interface coeur/couverture
r_2 = abscisse de l'interface couverture/écran.

Ce rapport représente l'atténuation du taux de fission de l'U_{238} dans la couverture et est lié au spectre rapide d'attaque des protections.

Ces paramètres seront considérés en relation avec une configuration typique du réacteur de puissance de grande taille SUPER PHENIX 1 dont le système de référence ainsi que les valeurs de référence des paramètres intégraux considérés R_1 et R_2 sont donnés dans le tableau XIII.

Le modèle de calcul choisi est à une dimension spatiale, en géométrie cylindrique et utilise l'approximation de la diffusion à 6 groupes d'énergie.

II.2 - Analyse de sensibilité

Pour analyser l'influence des sections efficaces des principaux isotopes présents, sur le calcul neutronique, il faut établir la sensibilité des différents paramètres intégraux R_i à la variation de ces sections efficaces $\sigma_{j,k,m}$.

En d'autres termes, dans le cas d'un calcul multigroupe, cette sensibilité est définie de façon générale à l'aide de coefficients $S_{i,j,k,m}$ tels que :

$$S_{i,j,k,m} = (\delta R_i / R_i) \; / \; (\delta \sigma_{j,k,m} / \sigma_{j,k,m})$$

où : i est l'indice du paramètre intégral considéré
j est l'indice du type de section efficace considérée
(capture, fission, diffusion élastique, diffusion inélastique, etc...)
k est l'indice du groupe d'énergie
m est l'indice d'isotope.

A partir de ces coefficients de sensibilité $S_{i,j,k,m}$ il est possible d'évaluer les incertitudes sur les paramètres intégraux R_i, à l'aide des incertitudes sur les sections efficaces $\sigma_{j,k,m}$. Les incertitudes sur les sections efficaces sont de deux origines :

- d'une part les incertitudes dûes aux données de base (paramètres nucléaires).
- d'autre part les incertitudes dûes à la mise en groupe (incertitudes de méthode).

Par exemple, si $\frac{\delta\sigma_{jkm}}{\sigma_{jkm}}$ est l'incertitude relative à la section efficace de type j, de l'isotope m pour le groupe k et $\frac{\delta\sigma_{j'k'm'}}{\sigma_{j'k'm'}}$ l'incertitude relative à la section efficace de type j', de l'isotope m' et pour le groupe k', l'incertitude sur le paramètre R_i dûe aux incertitudes sur les sections efficaces s'écrira :

$$\frac{\Delta R_i}{R_i} = \sqrt{\sum_{jkm} \sum_{j'k'm'} S_{ijkm} \; S_{ij'k'm'} \; \frac{\delta\sigma_{jkm}}{\delta_{jkm}} \; \frac{\delta\sigma_{j'k'm'}}{\sigma_{j'k'm'}}}$$

avec : S_{ijkm} coefficient de sensibilité du paramètre R_i à la section efficace σ_{jkm}

et $S_{ij'k'm'}$ coefficient de sensibilité du paramètre R_i à la section efficace $j'k'm'$

II.3 - <u>Calcul des coefficients de sensibilité à l'aide de la théorie des perturbations généralisées</u> : (TPG) /29/

Il est possible de déterminer la variation d'une fonction de plusieurs variables liée à la perturbation de l'une d'entre elles par la différence de deux calculs directs (avec et sans modification de variables) ; c'est à dire que, dans le cas de taux de réaction si :

φ est le flux non perturbé
φ' le flux calculé après la perturbation d'une section efficace

alors la variation d'un taux de réaction R dûe à la perturbation d'une section efficace s'écrira :

$$\delta R = R' - R = \sum_k \sigma_k \varphi'_k - \sum_k \sigma_k \varphi_k$$

k : indice de groupe d'énergie.

Mais, cette méthode entraîne deux inconvénients majeurs :

- d'une part, la difficulté de décomposer les effets,

- d'autre part, pour une étude de sensibilité complète, un coût de calcul élevé. En effet, si l'on considère un milieu contenant m isotopes, k groupes d'énergie, j types de sections efficaces et si l est l'ordre de la matrice de diffusion inélastique alors une étude complète de sensibilité du paramètre R par une méthode directe demanderait

$$m \times k \times j \times l$$ calculs perturbés.

Par contre, la méthode de perturbations généralisées est mieux adaptée car, à l'aide de cette théorie, il est possible de calculer des coefficients de sensibilité S_{ijkm} une fois pour toutes, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

II.3.1 - Principe de la méthode /30/

Les deux paramètres intégraux R_i considérés ci-dessus sont deux fonctionnelles linéaires du flux direct de la forme :

$$R_i = F(\sigma,\varphi) = \frac{a_1}{a_2} = \frac{\sum_k \sigma_k^1 \varphi_k}{\sum_k \sigma_k^2 \varphi_k}$$

Par différentiation au premier ordre, on obtient :

$$\delta R_i = \underbrace{\left\langle \frac{\delta F}{\partial \sigma}, \delta\sigma \right\rangle}_{\delta F_1} + \underbrace{\left\langle \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \delta\varphi \right\rangle}_{\delta F_2}$$

où $\langle\ \rangle$ est la notation usuelle d'un produit scolaire

et δF_1 correspond à l'effet direct de perturbation de la section efficace

δF_2 correspond à l'effet indirect dû à la perturbation du flux φ

δR_i est la perturbation primaire du paramètre R_i.

Pour calculer l'effet indirect sur le flux, une méthode classique de perturbations nécessiterait de recalculer le flux perturbé dans chaque cas de variation primaire.

La méthode des perturbations généralisées permet d'éviter cette procédure assez lourde grâce à la définition d'une fonction φ_R^* appelée fonction importance généralisée et obéissant à l'équation suivante :

Si l'on considère un réacteur à l'état critique :

$$M\varphi = (P - K)\varphi = 0$$

où M : opérateur de Boltzmann
P : opérateur de production
K : opérateur de disparition
φ : vecteur flux

alors $\langle \varphi_R^*, M\varphi \rangle = S_R = \frac{\sigma^1}{a_1} - \frac{\sigma^2}{a_2}$

où S_R est appelée source généralisée.

On montre alors que le terme δF_2 peut s'exprimer à partir de la fonction importance généralisée sour la forme :

$$\delta F_2 = < \varphi^*_R, \delta M \varphi' > \quad \underline{\text{au premier ordre}}$$

où δM est la variation de l'opérateur de Boltzmann dûe à la variation $\delta\sigma$ de la section efficace σ et où l'on a $\varphi' \approx \varphi$.

L'avantage de la méthode des perturbations généralisées est que la fonction φ^*_R, caractéristique de la fonctionnelle R_i considérée, ne dépend pas de la perturbation introduite mais uniquement de la fonctionnelle étudiée et des propriétés du réacteur non perturbé ; c'est à dire que pour un paramètre R_i on calcule une fois pour toute le produit scalaire $< \varphi^*_R , \varphi >$.

II.3.2 - Calcul de φ^*_R pour chaque paramètre R_i

Un système de codes, HOPES /31/, a été mis en oeuvre et permet le calcul des fonctions importances généralisées pour chaque paramètre intégral R_i considéré ainsi que les coefficients de sensibilité S_{ijkm} associés après avoir calculé sur la configuration étudiée et en approximation de la diffusion à 6 groupes d'énergie le flux et le paramètre étudié du milieu de référence (voir tableau XIII).

Ce système permet d'exprimer de façon explicite, la variation relative $\frac{\delta R_i}{R_i}$ du paramètre intégral en fonction des variations $\frac{\delta\sigma_{jkm}}{\sigma_{jkm}}$ des sections efficaces et donc de calculer les coefficients de sensibilité S_{ijkm}.

Dans le cas des paramètres R_1 et R_2 définis ci-dessus, nous aurons des coefficients de sensibilités qui s'expriment par :

- pour les sections efficaces de fission :

$$S^{\text{Fission}}_{ikm} = \int_v \chi_{k,m} \varphi^*_{R\,i,k}(r)\, \varphi_k(r)\, dr$$

- pour les sections efficaces de ralentissement

$$S^{\text{ralentissement}}_{ikk'm} = \int_v \left[\varphi^*_{R\,i,k'}(r) - \varphi^*_{R\,i,k}(r)\right] \varphi_k(r)\, dr$$

- pour les sections efficaces d'absorption

$$S^{\text{absorptions}}_{ikm} = \int_v \varphi^*_{R\,ik}(r)\, \varphi_k(r)\, dr$$

- pour les sections efficaces de transport

$$S^{\text{Transport}}_{ikm} = -\int_v \nabla \varphi^*_{R\,i,k}(r) \nabla \varphi_k(r)\, dr$$

Par sommation sur tous les groupes d'énergie et sur tous les isotopes nous obtenons le coefficient de sensibilité S_{ij} du paramètre i au type de réaction j et à partir de ce coefficient de sensibilité calculé pour une variation de ± 100 % de la section efficace considérée, on peut déterminer la variation du paramètre R_i à une variation quelconque d'une section efficace. En effet, par définition $S_{ij} = \frac{\delta R_i}{R_i} / \frac{\delta \sigma_j}{\sigma_j}$ et donc il existe une relation linéaire entre δR_i et $\delta \sigma_j$.

Par exemple, si $S_{ij} = 0,5$ alors à une variation de 1 % de la section efficace de type j correspond une variation de 0,5 % du paramètre R_i.

II.4 - Résultats numériques

Nous considérons, pour chaque paramètre R_i étudié, successivement les effets directs et indirects des variations des sections efficaces pour chaque région du réacteur et pour les principaux isotopes constituant les différents milieux (Pu_{239}, U_{238}, Ox, Fe).

II.4.1 - Paramètre intégral R_1 (cf. § II.1)

II.4.1.1 - Sensibilité directe

Les effets directs de variation du paramètre R_1 sont dûs :

- d'une part, aux variations de la section efficace de capture de l'U_{238} dans la couverture,

- d'autre part, aux variations de la section efficace de fission des isotopes suivants : Pu_{239}, U_{235}, U_{238} sur tout le réacteur.

En remarquant, évidemment, que ces effets seront de signe opposé.

Nous avons porté dans les tableaux suivants, les valeurs des coefficients de sensibilité directs pour l'U_{238} et le Pu_{239} et pour chaque macrogroupe d'énergie.

capture U238	
Macro-groupes	couverture radiale
1	+ 0.005
2	+ 0.035
3	+ 0.215
4	+ 0.286
5	+ 0.377
6	+ 0.082
TOTAL	+ 1.000

Fission U238				
Macro-groupes	COEUR 1A	COEUR 1B	COEUR 2	COUV. RAD
1	- 0.009	- 0.059	- 0.047	- 0.007
2	0.0	- 0.003	- 0.002	0.0
3	-	0.0	0.0	-
4	-	-	-	-
5	-	-	-	-
6	-	-	-	-
TOTAL	- 0.009	- 0.062	- 0.049	- 0.007
			- 0.127	

Fission Pu 239			
Macro-groupes	COEUR 1A	COEUR 1B	COEUR 2
1	- 0.005	- 0.032	- 0.034
2	- 0.008	- 0.053	- 0.055
3	- 0.024	- 0.148	- 0.142
4	- 0.009	- 0.056	- 0.050
5	- 0.012	- 0.069	- 0.055
6	- 0.001	- 0.007	- 0.005
TOTAL	- 0.059	- 0.365	- 0.341
		- 0.765	

Ces différents résultats indiquent :

- d'une part, l'importance de la capture de l'U_{238} dans la couverture aux basses énergies ($\simeq$ 75 % de la capture entre 40 keV et l'énergie thermique).

- d'autre part, l'effet prépondérant de la fission du Pu 239 au dénominateur (76,5 % de l'effet total) par rapport à l'U_{238} (12,7 %) et l'U_{235} (10,8 %).

II.4.1.2 - Sensibilités indirectes

On distingue :

- les corps lourds (U_{238}, Pu_{239}) qui interviennent par l'intermédiaire de leurs sections efficaces d'absorption et de production sur le gradient du flux et le spectre dans la couverture.

- les corps légers (Oxygène, Fer, Na) qui interviennent par leur contribution au ralentissement.

Un critère de classement est le signe des coefficients de sensibilité. En effet une valeur positive (resp. négative) du coefficient de sensibilité correspond à une section efficace telle qu'une variation de cette section entraîne une augmentation (respt. une diminution) du paramètre R_1.

On a porté dans le tableau XIV les coefficients de sensibilité indirects par région relatifs aux variations des sections efficaces de l'U_{238}, du Pu_{239} ainsi que de l'oxygène, du Fer.

Sur les figures 36 à 39 on a représenté les diagrammes de sensibilité du paramètre R_1 aux principales sections efficaces. Ces diagrammes, représentés en échelle logarithmique, permettent de préciser les domaines d'énergie prépondérants pour la sensibilité du paramètre R_1.

a) Sensibilités aux sections efficaces de l'U_{238}

A partir du tableau XIV plusieurs remarques peuvent être faites :

- Malgré la compétition entre les zones coeur (COEUR 1 et COEUR 2) dûe à la forme de la fonction importance (voir figure 40), l'effet global indirect des zones coeur est toujours de signe opposé à celui de l'effet global indirect de la couverture.

- Pour l'U_{238}, on remarque l'importance du terme d'absorption (captures + fissions) dans tous les milieux.

Pour les zones coeur l'effet global indirect est positif, en effet les absorptions et notamment les captures dégradent le flux au niveau des résonances c'est à dire aux basses énergies (en dessous 40 keV) (voir figure 36). Cela revient donc à durcir le spectre dans le coeur donc à diminuer les fissions du Pu_{239} et donc un effet positif pour le paramètre R_1.

En ce qui concerne la couverture, l'augmentation de la section efficace d'absorption dans ce milieu revient, ici aussi, à durcir le spectre dans la couverture mais conduit à une diminution des captures de l'U_{238} donc un effet négatif sur le paramètre R_1

- En ce qui concerne la contribution des autres sections efficaces de l'U_{238} sur les effets indirects, les différentes compensations entre zones coeur et zone couverture entraînent de faibles effets.

- En définitive, l'effet indirect total de la capture de l'U_{238} est prépondérant et se retrouve presque intégralement dans l'effet de la section efficace totale.

Cet effet est négatif (- 0,492) donc une augmentation de la section efficace de capture de l'U_{238} entraîne une diminution du paramètre R_1.

b) Sensibilités indirectes aux sections efficaces du Pu 239

Ayant considéré une couverture début de vie, les effets indirects des sections efficaces du Pu_{239} n'interviennent donc que dans les zones coeur.

On retrouve les compensations entre zones coeur dûes à la forme de la fonction importance qui entraînent de faibles effets globaux sur le paramètre R_1 (voir tableau XIV).

Toutefois, on peut noter que :

- l'effet indirect dû à l'absorption (voir figure 37) (capture + fission) est positif à basse et moyenne énergie (jusqu'à ≃ 40 keV) ; en effet les absorptions au niveau des résonances diminuent le flux et donc durcissent le spectre dans le coeur d'où une diminution des fissions Pu_{239} donc du dénominateur de R_1.

Aux hautes énergies (au dessus de ≃ 40 keV) cet effet devient négatif en raison du terme de disparition par fission qui a comme conséquence de "ramollir" le spectre coeur et donc une augmentation des fissions Pu_{239} au niveau des résonances. Il s'en suit une augmentation du dénominateur de R_1 et par conséquent un effet négatif.

- l'effet indirect dû à la production de neutrons par fission du Pu_{239} subit des variations inverses par rapport au terme d'absorption (voir figure 37).

- les autres effets indirects (diffusion, ralentissement) sont négligeables.

En conclusion , pour les noyaux lourds les effets indirects sont :

- faibles pour le plutonium 239
- importants pour l'Uranium 238 et dûs en majeure partie aux variations de la section efficace de capture aux basses et moyennes énergies (en dessous de ≃ 40 keV).

c) Sensibilités aux sections efficaces des noyaux légers (Ox, Fe)

L'effet des sections efficaces de ces noyaux sur le paramètre R_1 est exclusivement indirect et comme on peut le voir sur le tableau XIV très faible.

A l'aide des diagrammes de sensibilité à la section efficace de ralentissement de l'oxygène et du Fer respectivement (voir figures 38 et 39), on remarque un changement de signe de l'effet global entre le groupe 3 et le groupe 4 en raison des compensations entre les effets dans le coeur et les effets dans la couverture.

II.4.1.3 - Résumé

En conclusion de l'étude de sensibilité de la production de Plutonium dans la couverture ramenée aux fissions sur tout le réacteur (Paramètre R_1), il faut remarquer :

- la part prépondérante de la section efficace de capture de l'U_{238} dans le domaine des résonances que ce soit par effet direct (terme $< \frac{\partial R}{\partial \sigma}, \delta\sigma >$) ou par effet indirect (terme $< \frac{\partial R}{\partial \varphi}, \delta\varphi >$)

- la prépondérance des effets directs de la fission du Pu_{239} par rapport aux effets indirects.

- enfin, des effets indirects de signe opposé entre zone coeur et zone couverture.

En résumé, nous portons dans le tableau ci-dessous, les deux composantes des coefficients de sensibilité pour les sections efficaces dont les variations sont prépondérantes sur le calcul du paramètre R_1.

		Effet direct	Effet indirect	Effet total
^{238}U	COEUR	0.0	+ 0.348	+ 0.348
	(n,γ) COUV.	+ 1.0	- 0.840	+ 0.160
	TOTAL	+ 1.0	- 0.492	+ 0.508
	COEUR	- 0.120	+ 0.031	- 0.089
	(n,f) COUV	- 0.007	- 0.038	- 0.045
	TOTAL	- 0.127	- 0.007	- 0.134
	COEUR	-	+ 0.050	+ 0.050
	(n,n') COUV	-	- 0.010	- 0.010
	TOTAL	-	+ 0.040	+ 0.040
^{239}Pu	(n,γ) COEUR	-	+ 0.038	+ 0.038
	(n,γ) TOTAL	-	+ 0.038	+ 0.038
	COEUR	- 0.765	- 0.009	- 0.774
	(n,f) TOTAL	- 0.765	- 0.009	- 0.774

II.4.2 - Paramètre intégral R_2 (cf. § II.1)

II.4.2.1 - Sensibilité directe

Suivant la définition du paramètre R_2 (rapport du taux de fission U_{238} en deux points de la couverture) les effets directs sont exclusivement dûs à la section efficace de fission de l'U_{238} et sont globalement nuls puisque à une variation de la section efficace de l'U_{238} correspond une variation du taux de fission égale entre début de couverture et fin de couverture.

Les seuls effets intervenant sur le paramètre R_2 sont donc exclusivement des effets indirects (variation de flux dûe aux variations des sections efficaces).

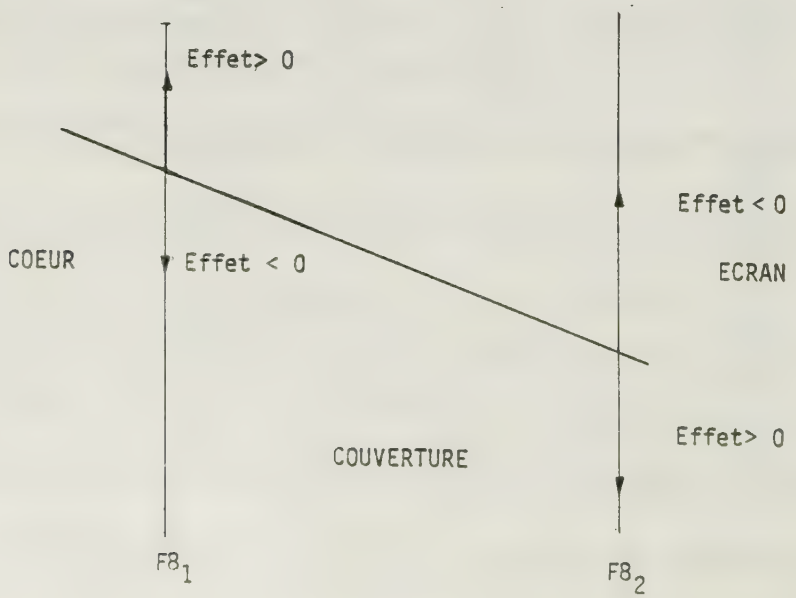
II.4.2.2 - Sensibilités indirectes

Nous avons regroupé les différents coefficients de sensibilité indirecte par type d'isotopes, de sections efficaces et par région (COEUR et COUVERTURE) dans le Tableau XV.

Avant tout commentaire des résultats obtenus, nous pouvons remarquer d'ores et déjà, d'après la définition du paramètre R_2, que le numérateur de ce paramètre sera influencé par le niveau de flux et de spectre présent à l'interface coeur/couverture et que le dénominateur, quant à lui, suivra les variations du niveau de flux et du spectre dans la couverture.

En d'autres termes, toute variation de section efficace dans le coeur ayant pour effet d'augmenter le niveau de flux ou de durcir le spectre aura un effet positif sur le paramètre R_2. Par contre, toute variation de section efficace dans la couverture ayant pour effet d'augmenter le niveau de flux ou de durcir le spectre aura un effet négatif sur le paramètre R_2.

Nous pouvons résumer ces considérations à l'aide du diagramme suivant où à partir de la situation de référence du paramètre R_2, nous indiquons le sens des effets à l'entrée et à la sortie couverture.



Nous allons classer les sections efficaces suivant le signe de l'effet global indirect (coeur + couverture) sur le paramètre R_2.

a) Effet global indirect positif

Nous plaçons dans cette catégorie toutes les sections efficaces dont les variations correspondent à une augmentation du paramètre R_2, c'est à dire à une augmentation du gradient du flux dans la couverture.

D'après les résultats du tableau XV la majeure partie des sections efficaces ont un effet global indirect positif.

- les absorptions (capture + fission) de l'U_{238} ont pour effet de diminuer le niveau de flux. Ceci a pour conséquence un effet négatif sur R_2 si cette diminution a lieu dans le coeur et un effet positif dans la couverture. Il y a donc compensation partielle des deux effets pour l'absorption de l'U_{238} et en définitive un effet global positif.

- les productions par fission du Pu_{239} dans le coeur puisque il y a augmentation du niveau de flux et durcissement du spectre à l'entrée couverture sans modification à la sortie.

- le ralentissement qui a pour conséquence de dégrader le spectre ; cet effet étant négatif dans le coeur et positif et prépondérant dans la couverture que ce soit pour le ralentissement par diffusion inélastique sur l'U_{238} ou le ralentissement par diffusion élastique sur les noyaux légers (O, Fe, Na).

- enfin, le terme gradient radial lié au phénomène du transport des neutrons qui est très important dans la couverture et a un effet positif.

b) Effet global négatif

Dans cette catégorie nous plaçons les sections efficaces dont les variations ont pour effet de diminuer le paramètre R_2 donc le gradient du flux dans la couverture.

Parmi celles-ci nous citerons :

- les absorptions (captures + fissions) du Pu_{239} dans le coeur qui ont pour effet de diminuer le niveau de flux à l'interface coeur/couverture sans modification dans la couverture.

- les productions par fission de l'U_{238} dont l'effet est d'augmenter le niveau de flux et de durcir le spectre mais dont le signe est opposé suivant qu'on se place dans le coeur ou la couverture d'après les considérations vues plus haut. La compensation entre coeur et couverture est partielle et l'effet négatif dans la couverture l'emporte. (voir tableau XV).

II.4.2.3 - Résumé

L'atténuation du taux de fission de l'Uranium 238 dans la couverture étudiée est sensible à toutes les variations de sections efficaces qui modifient le niveau de flux et/ou de spectre dans la couverture elle même, mais aussi dans le milieu coeur adjacent.

Les variations des sections efficaces ont des effets de signe opposé entre les zones coeur et la couverture et il y a donc compensation de ces effets.

Enfin, cette étude de sensibilité a montré que la plupart des isotopes présents dans les milieux constitutifs des réacteurs à neutrons rapides avaient une contribution importante à l'établissement et à la dégradation du flux rapide dans les couvertures soit par leur composante de production (U_{238}, Pu_{239}), soit par leur composante d'absorption (U_{238} principalement) mais également par leur composante de ralentissement (U_{238} et corps légers). De plus, il faut noter la sensibilité importante au phénomène du transport.

Les diagrammes de sensibilité portés sur les figures 40 à 45 permettent, de plus, de préciser les domaines énergétiques où la variation des sections efficaces entraîne une sensibilité importante.

Comme nous l'avions déjà remarqué pour l'étude du paramètre R_1 (voir paragraphe précédent) la sensibilité de l'atténuation du taux de fission U_{238} à l'absorption de l'U_{238} est la plus forte au niveau des résonances de capture de cet isotope (en dessous de 40 keV).

II.5 - Application de l'étude de sensibilité. Détermination des incertitudes sur les paramètres intégraux provenant des incertitudes sur les sections efficaces.

Ayant déterminé les coefficients de sensibilité aux sections efficaces des paramètres intégraux étudiés, nous allons dans ce paragraphe évaluer les incertitudes sur ces paramètres provenant des incertitudes sur les sections efficaces.

En effet, à partir d'une évaluation des possibles incertitudes affectant les sections efficaces et des coefficients de sensibilité issus de l'étude de sensibilité précédente, il est possible de déterminer suivant la procédure donnée au paragraphe II.2, l'incertitude sur les paramètres intégraux dûe aux données de base.

Une comparaison de cette incertitude avec les écarts calcul/expérience obtenus lors de l'analyse des expériences intégrales à l'aide de la méthode de référence définie dans le chapitre précédent permet alors de préciser si les précisions demandées par le projet sont atteintes ou non. Dans le cas où les précisions ne sont pas suffisantes alors un programme de développement est nécessaire.

II.5.1 - Incertitudes sur les sections efficaces

Faute d'informations complètes et plus détaillées, on a utilisé les valeurs des incertitudes estimées du tableau XVI pour les sections efficaces dont l'étude de sensibilité précédente a montré la contribution majeure aux calculs des paramètres intégraux considérés.

Cependant, une correcte évaluation des incertitudes sur les paramètres intégraux à partir des incertitudes sur les données de base passe aussi par une évaluation des possibles corrélations d'incertitudes entre données de base différentes.

En effet, pour une détermination réaliste des conséquences des incertitudes affectant les données de base, il est nécessaire qu'à chaque évaluation de section efficace soit associée une évaluation d'incertitude avec les corrélations en énergie ou entre les sections efficaces différentes (par exemple : la capture et la fission), ou bien encore entre isotopes différents (problème de la mesure différentielle : mesure d'une section efficace par rapport à une section efficace de référence : fission U_{235} par exemple).

Cette nécessité est très générale et des conclusions similaires ont été indiquées à l'occasion d'une étude de revue de l'impact des incertitudes sur les données de sections efficaces de diffusion des actinides majeurs, sur le calcul des réacteurs /33/.

En ce qui nous concerne, nous avons considéré :

- d'une part, qu'il n'y avait aucune corrélation entre type de sections efficaces.

- d'autre part, en ce qui concerne la variable énergie, nous nous sommes placés dans les deux situations extrêmes suivantes :

  . Aucune corrélation en énergie pour une même section efficace
  . Corrélation complète en énergie.

II.5.2 - Impact des incertitudes des sections efficaces sur les paramètres intégraux R_1 et R_2

Nous indiquons dans les tableaux XVII et XVIII, pour les deux paramètres intégraux considérés R_1 et R_2 respectivement, les conséquences des incertitudes des sections efficaces en considérant les deux hypothèses concernant les corrélations en énergie émises ci-dessus.

Le résultat final est obtenu à l'aide d'une combinaison quadratique des différentes incertitudes (déviation standard).

Ces résultats entraînent les commentaires suivants :

a) Paramètre R_1

On constate l'importance des incertitudes sur la section efficace de capture de l'U_{238} :

. 1,60 % en considérant l'hypothèse d'aucune corrélation en énergie.
. 3,00 % dans le cas d'une corrélation totale en énergie.

Par contre, la part des incertitudes provenant des sections efficaces de fission et de ralentissement de ce même isotope est peu influencée par la prise en compte de corrélations en énergie. Cet effet est dû à l'existence de seuils pour ces réactions et donc une gamme d'énergie plus réduite.

On remarque également la part importante des incertitudes sur la section efficace d'absorption du Pu_{239} très sensible au type de corrélations en énergie.

En définitive, la combinaison quadratique des différentes incertitudes permet de dire que les incertitudes sur les données de base ainsi que celles résultant des méthodes de mise en groupe entraînent une incertitude comprise entre 3 et 5 % sur le gain de régénération d'une couverture radiale externe en UO_2-Na du type SUPER-PHENIX 1. Ces valeurs d'incertitudes sont à comparer avec les écarts calculs/expériences obtenus lors de l'analyse des expériences intégrales effectuées à partir de la configuration PRE-RACINE /28/. Cette comparaison calcul-expérience montre que des écarts significatifs subsistent sur tous les taux de réaction dans les couvertures en UO_2-Na (interne et externe) du programme PRE-RACINE. Ces écarts sur tous les taux de réaction ont été trouvés non négligeables :

- $\simeq 5 \div 10$ % sur les taux de fission de l'U_{235} et du Pu_{239} *
- $\simeq 5 \div 15$ % sur le taux de capture de l'U_{238} et le taux de fission de l'U_{238}.*

b) Paramètre R_2

Ce paramètre est sensible aux sections efficaces :

. des corps lourds (U_{238}, Pu_{239})

. mais aussi des corps légers (Ox,Fe, Na) qui par leur contribution au ralentissement modifient de façon importante le spectre dans les couvertures.

La combinaison quadratique des différentes incertitudes indique que la part des incertitudes sur les données de base affecte de façon significative le taux d'atténuation fission U_{238} dans une couverture en UO_2-Na (de 8 à 12 % suivant l'hypothèse concernant les corrélations en énergie).

* Ces écarts prennent en compte une composante d'environ 5 % provenant des incertitudes expérimentales.

Ces valeurs sont à comparer avec la précision obtenu lors de l'analyse des expériences intégrales : 5 ÷ 15 % sur le taux de fission de l'U_{238}.

II.6 - Conclusions

L'analyse de sensibilité effectuée ci-dessus sur deux paramètres représentatifs de la propagation des neutrons dans une couverture en UO_2-Na typique des réacteurs à neutrons rapides, indique la possibilité d'expliquer en partie les écarts calcul-expérience observés avec l'incertitude sur les données de base, en particulier celles affectant les sections efficaces des matériaux de structure mais aussi des données de l'U_{238} (telle que la section efficace de capture aux énergies inférieures à ≃ 40 keV).

Ces données auraient donné des variations non significatives dans les ajustements faits sur les paramètres intégraux du coeur étant donné les gammes d'énergie mises en jeu en particulier pour la capture de l'U_{238}.

Etant donné les incertitudes importantes qui affectent les paramètres intégraux, à cause des incertitudes sur les données, les expériences intégrales sur maquette critique ont joué et jouent un rôle essentiel dans la définition et l'ajustement des systèmes de données et de méthodes, adaptés aux calculs neutroniques de projet des réacteurs rapides de puissance /34/.

A ce sujet, deux critères complémentaires doivent être considérés :

- les expériences intégrales doivent reproduire le mieux possible les caractéristiques spectrales du système de référence.

- des expériences intégrales peuvent être envisagées pour mettre en évidence une, ou un type de sections efficaces particulières.

Les expériences intégrales du premier type, donnent lieu à des ajustements de sections efficaces directement transposables aux situations de projet. On voit donc l'intérêt de mesures de paramètres intégraux sur le réacteur PHENIX dont le chapitre suivant est consacré.

Pour répondre au second critère, les expériences de propagation dans des milieux de type couverture en cours de réalisation sur le réacteur source TAPIRO (expérience NEFERTITI dans le cadre de la coopération CNEN-CEA sur la physique des réacteurs rapides : voir ANNEXE 3) où l'on mesure les indices de spectre doivent permettre d'établir les profils de sensibilité de ces paramètres intégraux à une ou à un type de sections efficaces particulières.

Enfin, il faut souligner l'intérêt d'établir des valeurs réalistes d'incertitudes et de leurs différentes corrélations (en énergie, entre types de sections efficaces). Ces données d'incertitudes peuvent être utilisées soit dans la détermination des incertitudes sur les paramètres intégraux, dues aux données de base, soit pour permettre leur ajustement de façon satisfaisante.

A ce sujet, il faut souligner que jusqu'à présent les ajustements de sections efficaces ont porté presqu'en totalité sur les données multigroupes. De cette façon, le domaine de validité de l'ajustement reste limité au domaine de variation des spectres considérés dans les expériences intégrales. En outre, ces ajustements peuvent ne pas prendre en compte de façon directe la réalité physique ou les indications théoriques sur la forme des sections efficaces.

Une nouvelle méthode d'ajustement (méthode statistique "consistante") est proposée /35/ pour relier directement les expériences intégrales et les paramètres nucléaires de base. De plus, cette méthode considère que les erreurs sur les données intégrales et sur les données microscopiques sont de type aléatoire (méthode statistique).

Par rapport aux ajustements qui font intervenir les sections efficaces multigroupes σ_{jkm}, la méthode "consistante" prend en compte le fait que les σ_{jkm} sont obtenues à partir de modèles qui dépendent d'un certain nombre de paramètres p_n :

$$\sigma_{jkm} = f\ (p_1 \ldots p_n)$$

d'où une reformulation de l'expression $\frac{dR_i}{R_i}$ donnée au paragraphe II.2 :

$$\frac{dR_i}{R_i} = \sum_{j,k,m,n} S_{ijkm} \frac{d\sigma_{jkm}}{d_{pn}} \frac{P_n}{\sigma_{jkm}} \frac{dp_n}{P_n}$$

$$= \sum_{j,k,m,n} S^{*}_{ijkmn} \frac{dp_n}{P_n}$$

Les paramètres p_n indiquent les paramètres du modèle nucléaire choisi pour la représentation de la section efficace.

Nous allons dans le paragraphe suivant, déterminer la sensibilité de la section efficace de capture de l'U_{238} aux incertitudes sur les paramètres de résonance utilisés pour le calcul de cette section efficace dans le domaine des résonances et appliquer les sensibilités obtenues au calcul du taux de capture de l'^{238}U d'une couverture typique des réacteurs rapides.

III - EFFETS DES INCERTITUDES DES PARAMETRES DE RESONANCE SUR LA SECTION EFFICACE EFFECTIVE DE CAPTURE DE L'URANIUM 238

Au cours de l'étude de sensibilité présentée dans les paragraphes précédents, on a remarqué une sensibilité importante des paramètres intégraux aux incertitudes sur la section efficace de capture de l'^{238}U dans le domaine d'énergie : 40 keV-qqes eV, c'est à dire dans le domaine des résonances.

Les paramètres de résonance sont utilisés dans les calculs des réacteurs à neutrons rapides à l'aide du concept de facteurs d'autoprotection (voir paragraphe III.1.2, Chapitre II).

L'idée de base de ce formalisme est de représenter la section efficace de type x comme un produit de deux termes (dans chaque groupe d'énergie g) :

$$\sigma_x^g = \sigma_{x\infty}^g \; f_x^g$$

où $\sigma_{x\infty}^g$ ne dépend pas de la structure fine du flux (c'est à dire de la composition) et est calculée une fois pour toutes,
et f_x^g représente un facteur correctif ($\leqslant 1$) qui tient compte de l'autoprotection des résonances dans le milieu spécifique que l'on étudie.

Si donc on a mis en évidence une sensibilité importante aux sections efficaces de capture de l'^{238}U, cela veut dire qu'on doit étudier l'impact des incertitudes sur la section efficace à dilution infinie $\sigma_{c8\infty}^g$ et sur le facteur d'autoprotection f_{C8}^g. Ces dernières incertitudes peuvent être liées directement aux incertitudes sur les paramètres de résonance comme on le verra dans les paragraphes suivants.

Après une brève description de la détermination et de l'utilisation des facteurs d'autoprotection, nous déterminerons leurs sensibilités aux paramètres de résonance dans la gamme d'énergie (40 keV - 3 eV).

Toute cette étude sera basée sur le formalisme multigroupe en énergie et le découpage à 25 groupes CARNAVAL.

III.1 - Concept de facteur d'autoprotection

Des calculs multigroupes avec une description détaillée en énergie des sections efficaces microscopiques dans la région des résonances des corps lourds ne peut être considérée de façon standard étant donné la structure de ces résonances comme l'indique la figure 46 dans le cas de l'Uranium 238.

Pour prendre en compte dans les calculs multigroupes, la structure fine du spectre à l'intérieur des énergies limites d'un groupe g, on utilise le concept de facteur d'autoprotection.

La structure fine du spectre dépend des contributions relatives des résonances de tous les isotopes, sur la section efficace macroscopique totale. On définit alors une section efficace moyenne sur le groupe g, $\sigma_{x\infty}^{g}$ obtenue par pondération de la section efficace microscopique différentielle $\sigma_x(E)$, sur un flux plat en énergie et appelée section efficace à dilution infinie.

Une section efficace moyenne $\tilde{\sigma}_x^{g}$ sur le groupe g est obtenue par pondération de la section efficace microscopique différentielle $\sigma_x(E)$ sur le spectre réel, c'est à dire prenant en compte la structure fine du spectre, à l'intérieur du groupe g et dûe à l'isotope résonnant x. Cette section efficace est appelée section efficace effective.

Le facteur d'autoprotection $f_{x,i}^{g}$ pour l'isotope résonnant x, la réaction i et le groupe g est alors défini par la relation :

$$f_{x,i}^{g} = \frac{\tilde{\sigma}_{x,i}^{g}}{\sigma_{x,i,\infty}^{g}}$$

Ces facteurs f sont donc dépendants du milieu considéré et, afin d'éviter un nouveau calcul de f pour chaque milieu, sont tabulés pour chaque isotope résonnant x en fonction d'un paramètre σ_p appelée dilution. Ce paramètre caractérise la contribution relative des isotopes du milieu sur la section efficace totale macroscopique, comparée à l'isotope x :

$$\sigma p_x = \frac{\sum_{y \neq x} N_y \ \sigma_y^{\text{totale}}}{N_x}$$

avec N_y : densités atomiques des isotopes y
Nx : densité atomique de l'isotope résonnant x
σ_y : section efficace microscopique totale des isotopes y.

Ainsi, pour un nouveau milieu, par interpolation en fonction de la dilution σp, des facteurs tabulés f et à partir des sections efficaces multigroupes à dilution infinie (indépendantes du milieu), les sections efficaces effectives multigroupes sont obtenues pour toutes les réactions i et tous les isotopes résonnants x par la relation :

$$\tilde{\sigma}_{x,i}^{g} = f_{x,i}^{g} \cdot \sigma_{x,i,\infty}^{g}$$

Les calculs de facteurs d'autoprotection sont effectués à partir des paramètres de résonance et de modèles nucléaires plus ou moins sophistiqués.

La dépendance des facteurs d'autoprotection envers la température est normalement prise en compte dans la tabulation afin de décrire l'élargissement des résonances par effet DOPPLER.

Dans le formulaire CARNAVAL IV, les facteurs d'autoprotection des corps lourds sont tabulés dans un découpage à 25 groupes (voir Tableau 1) pour les énergies comprises entre 3 eV et 67 keV (groupes 10 à 23 inclus), pour une dilution comprise entre 0 et l'infini et une gamme de température de 300K à 3000K.

On a représenté, sur la figure 47, la variation du facteur d'autoprotection f_c de la capture de ^{238}U en fonction de l'énergie pour une dilution de 40 barns et aux températures de 300K et 900K. La figure 48 représente la variation du facteur d'autoprotection de la capture de l'^{238}U en fonction de la dilution pour le groupe 17 (énergies limites : 1,23 - 2,04 keV) du découpage CARNAVAL et aux températures de 300K et 900K.

III.2 - Sensibilités de la section efficace effective de capture de l'^{238}U aux paramètres de résonance

Dans ce paragraphe, on étudie le comportement de la section efficace effective de capture de l'^{238}U, déterminée à partir des données de la bande ENDF BIV /37/ aux variations des paramètres de résonance dans le domaine des résonances résolues (6,67 eV - 4 keV) et des résonances non résolues (4 keV - 45 keV). (Voir figure 46).

Les paramètres de résonance considérés dans cette étude sont :

- d'une part, dans le domaine des résonances résolues,

  . la largeur neutronique $g\Gamma_n^l$ pour les ondes s (l=0) et les ondes p (l=1).
  . la largeur de capture Γ_γ^l pour les ondes s et p.

- d'autre part, dans le domaine des résonances non résolues, pour l = 0 et l = 1,

  . l'espacement moyen des résonances $< D >^l$
  . la largeur moyenne de capture $<\Gamma_\gamma>^l$
  . la largeur moyenne neutronique réduite $<\Gamma_n^\circ>^l$

Les variations des paramètres de résonance ont été prises égales à + 20 % pour tous les paramètres nucléaires indiqués ci-dessus.

Remarque : Des tests ont montré que jusqu'à 20 % de variations des paramètres de résonance, les effets induits sur la section efficace à dilution infinie et le facteur d'autoprotection étaient quasiment linéaires. Au delà de cette limite, la linéarité n'est plus respectée.

Afin de simplifier l'étude de sensibilité, on a supposé une complète indépendance entre chaque type de paramètre et entre chaque groupe d'énergie. En d'autres termes, dans chaque groupe d'énergie g, les paramètres de résonance d'un type donné pour chaque résonance subissent simultanément la même variation de + 20 %.

Les calculs ont été effectués dans le formalisme de BREIT et WIGNER à 1 niveau à l'aide des codes de calcul :

. SEFAC /38/ dans le domaine résolu
. MC^2-2 /39/ dans le domaine non résolu

qui construisent la section efficace microscopique différentielle de capture de l'^{238}U à partir des paramètres de résonance et calculent les facteurs d'autoprotection.

Les effets induits par les variations des paramètres de résonance sur les sections efficaces effectives et les facteurs d'autoprotection sont obtenus par comparaison de deux calculs directs :

- l'un dans la situation "non perturbée" (c'est à dire à l'aide des paramètres issus de la bande ENDF B IV).

- l'autre dans la situation "perturbée" (c'est à dire après modification de + 20 % d'un type de paramètres).

La prise en compte des différentes dilutions pour les calculs par MC^2-2 est effectuée en considérant des mélanges formés d'^{238}U et de ^{12}C où l'on fait varier la densité atomique N_8 de l'^{238}U en gardant constante celle du ^{12}C.

Le ^{12}C présente la particularité d'avoir une section efficace microscopique totale constante sur une très grande gamme d'énergie et en particulier aux énergies correspondant au domaine des résonances de l'^{238}U.

Les dilutions σ_p de l'^{238}U sont alors données par :

$$\sigma_p \text{ (barns)} = \frac{N_{12_C} \, \sigma_{12_C}^{\text{totale}}}{N_8}$$

où N_8 est la densité atomique variable de ^{238}U (en at/cm.b)
N_{12_C} est la densité atomique constante du ^{12}C (en at/cm.b)
$\sigma_{12_C}^{\text{totale}}$ est la section efficace microscopique totale du ^{12}C.

III.2.1 - Sensibilités de la section efficace à dilution infinie

Nous avons reporté dans les tableaux XIX et XX les variations de la section efficace de capture à dilution infinie correspondant aux variations des paramètres nucléaires indiquées ci-dessus dans les domaines des résonances non résolues et des résonances résolues respectivement.

Les résultats indiquent une forte sensibilité $\sigma_{C8\infty}$ à tous les paramètres nucléaires.

Remarque : Les résultats concernant les groupes 10 et 15 doivent être considérés avec prudence, car ces deux groupes recouvrent les coupures entre les domaines différents :

- domaine des résonances résolues et domaine du continuum pour le groupe 10.

- domaine des résonances non résolues et domaine des résonances résolues pour le groupe 15.

a) Résonances non résolues (Tableau XIX)

On constate que la plus forte sensibilité de $\sigma_{C8\infty}$ est dûe aux variations du paramètre moyen $< D >$: sensibilités de l'ordre de -16 % sur $\sigma_{C8\infty}$ pour des variations de +20 % de $< D >$.

En ce qui concerne la contribution des moments angulaires l du neutron incident en fonction de l'énergie ; on note que :

- les sensibilités augmentent (en valeur absolue) lorsque l'énergie diminue pour les variations de tous les paramètres moyens des états en onde "s" (l = 0).

- les sensibilités diminuent (en valeur absolue) avec l'énergie pour les variations des paramètres moyens $< D >$ et $<\Gamma_\gamma>$ des états en onde "p" (l = 1).

- les sensibilités sont pratiquement constantes et de l'ordre de +6 % pour les variations du paramètre moyen $<\Gamma_n^o>$ relatif aux états en onde "p" (l = 1).

b) Résonances résolues (Tableau XX)

Dans ce domaine d'énergie, nous ne possèdons pas la contribution des différents moments angulaires l du neutron incident pour les deux paramètres $g\Gamma_n$ et Γ_γ.

Toutefois, les variations de $\sigma_{C8\infty}$ portées dans le tableau XX et relatives aux variations des paramètres correspondant aux 2 états (l = 0 et l = 1) simultanément, indiquent la forte sensibilité de $\sigma_{C8\infty}$ aux paramètres de résonance.

Remarque : Un test effectué dans le groupe 16 (3,36 - 2,04 keV) a montré que les variations (+ 20 %) des paramètres $(\Gamma_\gamma)^{l=1}$ n'avaient aucune influence sur σ_{C8_∞} alors que les variations (+ 20 %) des paramètres $(g\Gamma_n)^{l=1}$ induisaient des variations faibles mais non négligeables de σ_{C8_∞} comme l'indique le tableau ci-dessous :

- GROUPE 16 -

Sensibilités de σ_{C8_∞} aux paramètres de résonnance

Ecarts (en %) par rapport à la valeur non perturbée			
Γ_γ		$g\Gamma n$	
l = 0 et l = 1	l = 0	l = 0 et l = 1	l = 0
+ 11,4	+ 11,3	+ 5,5	+ 4,1

III.2.2 - Sensibilités du facteur d'autoprotection aux paramètres de résonance

Les résultats concernant les variations du facteur d'autoprotection de la capture de l'^{238}U aux variations des paramètres de résonance sont reportés :

- dans le tableau XXI, à la température de 300 K, dans le domaine des résonances résolues.
- dans le tableau XXII, à la température de 300 K, dans le domaine des résonances non résolues.
- dans le tableau XXIII, à la température de 900 K, dans le domaine des résonances résolues.

On a considéré 4 valeurs de la dilution σp de l'^{238}U

σp (barns) = 1, 10, 50 et 100

a) Influence de l'énergie

On constate que le facteur d'autoprotection f_{C8}^{g} est beaucoup moins sensible aux variations des paramètres de résonance que la section efficace à dilution infinie $\sigma_{C8_\infty}^{g}$.

Pour une dilution de 10 barns, la sensibilité totale aux paramètres de résonance est donnée dans le tableau suivant ; à la température de 300 K :

Sensibilités globales du facteur d'autoprotection de la capture de ^{238}U f_{C8}^{g} aux paramètres nucléaires

T = 300 K

σ_p = 10 barns

GROUPES	Sensibilités $\frac{\delta f}{f}$ (%)
10	- 0,1
11	- 1,0
12	- 1,8
13	- 2,3
14	- 3,3
15	- 2,6
16	- 4,2
17	- 5,0
18	- 4,7
19	- 5,1
20	- 6,0
21	- 2,3
22	+ 2,4
23	+ 1,6

Cette sensibilité croît lorsque l'énergie diminue et atteint une valeur maximale de -6 % (groupe 20).

b) Influence des moments angulaires l du neutron incident

Dans le domaine des résonances non résolues (voir tableau XXI) où nous avons effectué les variations des paramètres moyens de résonance suivant le moment angulaire l du neutron incident, on constate que :

- les effets des variations des paramètres moyens sont dus en majeure partie aux variations des états en onde "p" (l = 1) pour $<D>^{l}$

- les effets des variations des paramètres moyens sont dus en majeure partie aux variations des états en onde "s" (l = 0) pour $<\Gamma_\gamma>^{l}$ et $<\Gamma^{\circ}_{n}>^{l}$.

c) Influence de la dilution

Dans le domaine des résonances non résolues, on note (voir tableau XXI) que la sensibilité du facteur d'autoprotection diminue lorsque la dilution augmente et ceci pour tous les paramètres moyens de résonance.

Dans le domaine des résonances résolues (voir Tableau XXII) on doit distinguer les effets de chaque paramètre de résonance :

- la sensibilité de f_{C8}^{g} au paramètre $g\Gamma_n$ croît lorsque la dilution augmente.

- la sensibilité de f_{C8}^{g} au paramètre Γ_γ décroît lorsque la dilution augmente.

d) Influence de la température

Pour étudier l'influence de la température sur la sensibilité du facteur d'autoprotection aux paramètres de résonance on a porté dans le tableau XXIV, pour le domaine des résonances résolues, les valeurs :

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{900K} - \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{300K}$$

où $\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{900K} = \frac{f_{\text{perturbé}} - f_{\text{non perturbé}}}{f_{\text{non perturbé}}}$ caculé à 900 K

$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^{300K}$ le même rapport calculé à 300 K.

Les résultats du tableau XXIV montrent que les effets de température restent toujours faibles (moins de 1 %) pour des variations significatives des paramètres de résonance (+ 20 %) dans le domaine des résonances résolues.

III.3 - Application au calcul du taux de capture de l'^{238}U dans une couverture en UO_2 - Na typique des réacteurs à neutrons rapides

Nous allons évaluer, dans ce paragraphe, l'incertitude associée au calcul du taux de capture de l'^{238}U provenant des incertitudes sur les paramètres de résonance à l'aide des sensibilités calculées dans les paragraphes précédents.

Pour cela, nous allons considérer la couverture radiale interne en UO_2-Na du coeur RACINE 1A et calculer à partir du spectre "moyen" issu du calcul cellule HETAIRE et représenté sur la figure 49.

- d'une part, le taux de capture de l'^{238}U à l'aide des sections efficaces multigroupes de capture ^{238}U issues du calcul cellule.

- d'autre part, le même taux de réaction déterminé à partir des sections efficaces multigroupes de capture ^{238}U obtenues après des variations de + 20 % de tous les paramètres de résonance, c'est à dire prenant en compte les variations de la section efficace à dilution infinie et du facteur d'autoprotection.

Nous avons représenté sur la figure 50, les deux distributions énergétiques du taux de capture ^{238}U correspondant aux deux situations données ci-dessus.

L'effet de l'augmentation de + 20 % de tous les paramètres de résonance se traduit par une augmentation de + 3,2 % sur le taux de capture intégré en énergie.

En résumé, des incertitudes de ± 20 % sur tous les paramètres de résonance de l'^{238}U conduisent :

- à des incertitudes importantes sur la détermination de la section efficace à dilution infinie $\sigma_{C8}^{g}{}_{\infty}$: de ± 10 à ± 20 %.

- à des incertitudes beaucoup plus faibles sur la détermination du facteur d'autoprotection f_{C8}^{g} : de ± 3 à ± 5 %.

- à des incertitudes faibles mais non négligeables (+ 3,2 %) sur le taux de capture de l'^{238}U dans un spectre représentatif des couvertures en UO_2-NA.

Il faut remarquer, que les résultats indiqués pour cette étude de sensibilité sont représentatifs des hypothèses considérées. En effet, en considérant l'hypothèse de garder la section efficace à dilution infinie constante au cours des variations des paramètres de résonance, les variations du facteur d'autoprotection auraient été différentes, cependant les conclusions principales présentées dans le paragraphe III auraient retenu leur validité (voir référence /36/) au moins qualitativement ; ce qui est acceptable dans l'optique d'une étude de sensibilité.

IV - CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Dans ce chapitre consacré à l'étude des données de base et de l'impact de leurs incertitudes sur les paramètres intégraux des couvertures fertiles, nous avons montré par l'intermédiaire d'études de sensibilité que les incertitudes actuelles estimées sur les sections efficaces indiquaient la possibilité d'expliquer en partie les écarts calcul-expérience observés lors de l'analyse des expériences intégrales.

On a noté, d'autre part, l'importance des incertitudes affectant lès sections efficaces des matériaux de structure intervenant surtout par leur contribution au ralentissement des neutrons mais aussi des corps lourds et en particulier de l'^{238}U par sa composante d'absorption dans le domaine des résonances.

Ces conclusions montrent le rôle essentiel joué par les expériences intégrales sur maquette critique dans la définition et l'ajustement des systèmes de données et de méthodes, adaptés aux calculs neutroniques de projet des réacteurs rapides de puissance.

Enfin, il faut souligner l'intérêt d'établir des valeurs réalistes d'incertitudes et de leurs différentes corrélations afin que ces données d'incertitudes puissent être utilisées pour la détermination précise des incertitudes sur les paramètres intégraux dûes aux données de base ainsi que permettre leur ajustement de façon satisfaisante.

CHAPITRE IV

APPLICATION DU FORMULAIRE A UNE EXPERIENCE DANS PHENIX

I - INTRODUCTION

II - CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.1 - Choix des assemblages

II.2 - Choix des échantillons d'analyse
II.2.1 - Echantillons d'analyse chimique
II.2.2 - Echantillons de mesures physiques

II.3 - Techniques d'analyse - Précisions des mesures

III - COMPARAISON CALCUL-EXPERIENCE

III.1 - Calcul

III.2 - Approximations de calcul
III.2.1 - Présence des barres de contrôle
III.2.2 - Prise en compte de la puissance dégagée dans les couvertures axiales

III.3 - Corrections calculées
III.3.1 - Corrections de méthode
III.3.2 - Corrections expérimentales

III.4 - Comparaison Calcul-Expérience

IV - CONCLUSION DU CHAPITRE

CHAPITRE IV

APPLICATION DU FORMULAIRE A UNE EXPERIENCE DANS PHENIX

Mesure de la production de Plutonium dans des assemblages de première couronne fertile

I - INTRODUCTION

Dans les chapitres précédents, nous avons défini les méthodes de calcul pour la définition d'un formulaire neutronique adapté au calcul des propriétés des couvertures fertiles et cohérent avec le formulaire coeur existant CARNAVAL Version IV.

Nous abordons, dans ce chapitre, la validation de ces méthodes sur une expérience réalisée sur le réacteur de puissance PHENIX au cours des premiers cycles de son fonctionnement.

Cette expérience concerne la mesure de la production de Plutonium dans la première couronne fertile radiale du réacteur à partir de l'analyse des combustible irradiés.

Après avoir brièvement indiqué les techniques expérimentales, nous déterminerons les facteurs correctifs et leurs incertitudes permettant d'adapter les méthodes de calcul à ce type d'expérience.

II - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Un important programme d'analyses chimiques et de mesures physiques non destructives (spectrométrie γ et mesure de l'émission neutronique) a été réalisé au Commissariat à l'Energie Atomique sur des combustibles irradiés provenant du réacteur PHENIX /45/.

Ces mesures ont porté, en particulier, sur des assemblages fertiles en oxyde d'Uranium appauvri à 0,4 % d'^{235}U, de première couronne de couverture radiale et ont pour but de suivre l'évolution, en fonction de l'irradiation, de la composition du combustible et permettre de déterminer expérimentalement un paramètre important pour les couvertures fertiles :

- la quantité de plutonium formé dans les couvertures afin de pouvoir contrôler les calculs de gain de régénération externe /GRE/.

Dans le choix des différentes mesures qui ont été effectuées, le nombre de mesures par analyse chimique, toujours onéreuses, a été limité au profit de mesures physiques non destructives, en particulier la mesure de l'émission neutronique qui permet de déterminer la répartition radiale dans l'assemblage des teneurs en Plutonium ; cette répartition étant ensuite recalée en valeur absolue sur les résultats des analyses chimiques qui servent de référence.

II.1 - Choix des Assemblages

L'analyse des combustibles irradiés est l'une des multiples techniques expérimentales utilisées de façon complémentaire pour le développement de la physique des réacteurs à neutrons rapides;

Ce programme a bénéficié de l'expérience acquise dans des études similaires sur d'autres réacteurs et en particulier sur RAPSODIE/FORTISSIMO et est complémentaire des programmes de mesure effectués au démarrage du réacteur.

Celles-ci ont permis, en particulier de tester le calcul des distributions axiales et radiales du flux et des taux de fission sur tout le coeur /46/.

Nous donnons, dans le tableau suivant, le nombre de cycles de présence dans le réacteur, des assemblages fertiles analysés et sur la figure 51 la position de ces assemblages.

Dénomination de l'assemblage	Nombre de cycles de présence	Temps d'irradiation (jours)
CR4	4	≃ 224
CR6	6	≃ 336
CR9	9	≃ 504

II.2 - Choix des échantillons d'analyse

Les assemblages de couverture radiale sont caractérisés par des gradients importants à la fois de flux et de spectre neutronique.

Pour cette raison, dans chaque assemblage, l'aiguille centrale et les six aiguilles d'angle de l'assemblage, ont été prélevées comme l'indique la figure 52.

Par la suite, les aiguilles seront toujours repérées par le numéro de la position qu'elles occupent dans l'assemblage.

- N° 31 pour l'aiguille centrale
- N° 1, 5, 27, 35, 57 et 61 pour les 6 aiguilles d'angle.

Sur les 3 assemblages (CR4, CR6 et CR9), des mesures préliminaires par spectrométrie γ ou par émission neutronique ont permis de définir l'aiguille la plus proche du centre du réacteur (aiguille la plus chargée en plutonium) et l'aiguille la plus éloignée du centre (la moins chargée en plutonium).

Pour les 3 assemblages, l'aiguille la plus chargée est la numéro 5 et la moins chargée, l'aiguille numéro 57.

II.2.1 - Echantillons d'analyse chimique

Pour les analyses chimiques, 5 échantillons d'environ 10 mm de hauteur pour chacun des 3 assemblages ont été prélevés :

- 3 échantillons sur l'aiguille centrale N° 31, approximativement au centre et aux extrémités inférieure et supérieure.

- 1 échantillon au centre de l'aiguille N° 5.

- 1 échantillon au centre de l'aiguille N° 57.

II.2.2 - Echantillons de mesures physiques

Ces échantillons qui sont utilisés pour les mesures de l'émission neutronique ont une longueur d'environ 100 mm.

Sur chaque assemblage, 13 échantillons de ce type ont été prélevés :

- 7 échantillons sur toute la hauteur de l'aiguille centrale N° 31.

- 1 échantillon , approximativement dans le plan du maximum de flux axial pour les 6 aiguilles d'angle.

Les références, les côtes et les caractéristiques de l'ensemble des échantillons sont données dans le tableau XXV pour les analyses chimiques et dans le tableau XXVI pour les mesures d'émission neutronique.

II.3 - Techniques d'analyse - Précisions de mesures

le but principal des analyses est de donner la composition du combustible dans les nuclides lourds qui jouent un rôle majeur dans le fonctionnement du réacteur, c'est à dire les isotopes de l'Uranium et du Plutonium.

Les techniques d'analyse utilisées pour cette expérience, dont on trouvera en références /47/, /48/ les principales caractéristiques, fournissent au neutronicien, les résultats sous la forme de rapports de concentrations.

Pour chaque échantillon analysé, on s'intéressera au rapport des concentrations $N^{239}Pu/N^{238}U$ dont les précisions de mesure sont de :

- ± 1 % en ce qui concerne les mesures par analyse chimique,
- ± 5 % dans le cas des mesures par émission neutronique.

Remarques :

1) On négligera, dans la suite, la formation de ^{240}Pu dont la teneur est faible pour les cycles de fonctionnement considérés (1 à 2 % environ). L'écart calcul-expérience que l'on pourrait mettre en évidence sur cette teneur (ramenée à la teneur en ^{238}U) ne jouerait qu'un rôle mineur quant à la détermination du gain de régénération externe du réacteur.

2) Les mesures par émission neutronique sur les aiguilles d'angle de l'assemblage CR4, douteuses par suite de problèmes expérimentaux ne seront pas prises en compte.

3) Enfin, une incohérence dans les résultats d'émission neutronique (et par conséquent dans les teneurs en Plutonium) ayant été constatée /45/, pour les échantillons des aiguilles N° 1 et 35 de l'assemblage CR6 par rapport à l'échantillon de l'aiguille la plus irradiée (N° 5), on ne considérera pas ces résultats expérimentaux.

III - COMPARAISON CALCUL-EXPERIENCE

Afin de valider l'ensemble des méthodes de calcul mises au point pour l'élaboration du fromulaire couverture, nous allons, dans ce paragraphe, interpréter les résultats expérimentaux sur le rapport des concentrations $N^{239}Pu/N^{238}U$ à l'aide de ces méthodes.

III.1 - Calcul

On fait appel à l'ensemble du formulaire de calcul neutronique développé au CEA dans le cadre de la filière à neutrons rapides c'est à dire au formulaire CARNAVAL (Version IV).

On rappelle brièvement ci-dessous ses caractéristiques et la façon dont il a été adapté à ce type d'expérimentation :

a) Les sections efficaces microscopiques à 25 groupes d'énergie des principaux isotopes sont déterminées par le code HETAIRE :

- dans un spectre fondamental pour les milieux coeur (coeur PuI, coeur Pu II, coeur Uranium), en modèle de cellule hétérogène.

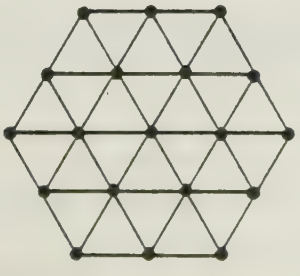
- dans un spectre "moyen" déterminé suivant la démarche mise au point dans le chapitre II pour les couvertures considérées comme homogènes.

b) Après condensation à 6 groupes d'énergie sur le spectre fondamental issu du calcul cellule de chaque milieu, elles sont introduites dans un code de calcul spatial à 2 dimensions d'espace, en géométrie hexagonale et dans l'approximation de la diffusion /49/.

Ce calcul spatial s'effectue suivant une tranche du réacteur correspondant au plan du flux moyen axial. La dimension axiale non traitée est simulée sous la forme d'un laplacien axial β^2 unique sur tout le réacteur.

Les configurations du coeur étudiées sont celles du coeur de démarrage et des 9 premiers cycles de fonctionnement.

Le calcul du flux neutronique s'effectue dans un maillage fin à 19 points par assemblage tel que le représente le schéma ci-dessous :



• point de calcul du flux neutronique dans le maillage à 19 points par assemblage.
pas du maillage ≃ 3,70 cm

Pour chaque assemblage, on obtient :

- les flux multigroupes en chaque point du maillage.

- les flux multigroupes moyens pour chaque assemblage utilisés pour les calculs d'évolution.

c) Calcul d'évolution

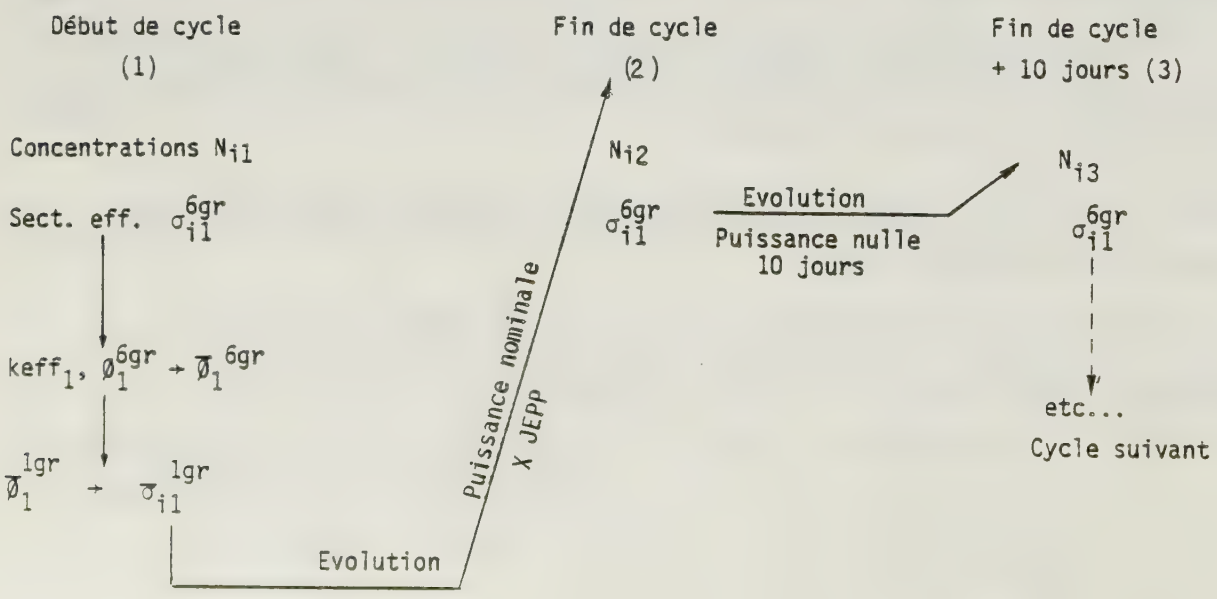
Le code de calcul spatial utilisé pour cette comparaison calcul - expérience traite en outre l'évolution du combustible.

Ce calcul d'évolution s'effectue assemblage par assemblage avec l'utilisation des flux moyens à 1 groupe d'énergie de chaque assemblage et des sections efficaces microscopiques à 1 groupe d'énergie obtenues par pondération des sections efficaces microscopiques à 6 groupes sur le flux moyen de l'assemblage.

L'utilisateur fixe le niveau de puissance du réacteur ainsi que la durée (exprimée en JEPP (jour équivalent pleine puissance)) de la passe d'évolution.

Afin de prendre en compte la décroissance de certains isotopes lourds de la chaîne d'évolution après irradiation, une seconde passe d'évolution est effectuée à un niveau de puissance nul du réacteur et sur une durée de 10 jours environ.

En résumé, pour un cycle donné, le calcul complet du réacteur s'effectue de la façon suivante :



Ainsi, à chaque fin de cycle (+ 10 jours) on obtient les concentrations moyennes de chaque isotope lourd, ces concentrations étant représentatives de l'assemblage considéré.

III.2 - Approximations de calcul

Dans la démarche indiquée ci-dessus, pour le calcul complet du réacteur en évolution certaines approximations de calcul sont effectuées.

Ces approximations sont corrigées, pour la plupart de facteurs correctifs au cours du calcul.

En effet, la représentation du réacteur en géométrie hexagonale plane ne permet pas de prendre en compte explicitement les perturbations axiales engendrées par la présence des barres de contrôle et des couvertures axiales.

Ces effets sont pris en compte de la façon suivante :

III.2.1 - Présence des barres de contrôle

Afin de prendre en compte les perturbations axiales engendrées par la présence des barres de contrôle, on considère un enfoncement moyen des barres sur le cycle considéré en les simulant par une dilution, moyenne sur le cycle, en carbure de bore (B_4C) enrichi à 3 ÷ 4 % en ^{10}B.

Cette approximation ne fera pas l'objet de correction pour l'analyse expérimentale.

III.2.2 - Prise en compte de la puissance dégagée dans les couvertures axiales

Dans la géométrie utilisée, les couvertures axiales ne sont pas représentées.

Afin de prendre en compte la puissance dégagée par ces couvertures pour le calcul de la puissance dégagée par assemblage, on détermine un facteur correctif α à partir d'un calcul en géométrie (R,Z) à deux dimensions, défini par :

$$\alpha = \frac{P \text{ colonne fissile}}{\text{Puissance (colonne fissile + couv. axiales)}}$$

où $P_{\text{colonne fissile}}$ représente la puissance dégagée sur la hauteur fissile du coeur (≃86 cm).

La puissance dégagée par assemblage calculée en géométrie hexagonale plane s'exprime alors par :

$$P_{\text{assemblage}} = \frac{P_{\text{calculée H2D}} \times \text{hauteur fissile}}{\alpha}$$

III.3 - Corrections calculées

L'analyse de l'expérience considérée se fait selon le principe de la réduction des valeurs expérimentales à des valeurs équivalentes qui puissent être comparées aux valeurs calculées dans un modèle homogénéisé.

Le passage des valeurs expérimentales brutes aux valeurs du modèle homogénéisé du calcul, se fait à l'aide de corrections calculées.

La grandeur sur laquelle on appliquera ces facteurs correctifs est le taux de capture de l'^{238}U (ou le rapport des taux de réaction Captures ^{238}U/Fissions ^{235}U pour éviter les problèmes de normalisation) qui est proportionnel au rapport des concentrations $N^{239}Pu/N^{238}U$ (voir Annexe 9).

Les facteurs correctifs et leurs incertitudes prennent en compte :

- d'une part, les approximations de méthode,

- d'autre part, les corrections expérimentales (corrections géométriques).

III.3.1 - Corrections de méthode

Ces corrections, définies au Chapitre II, ont été chiffrées dans le cas du réacteur PHENIX et concernent :

- la correction de transport,

- le passage du découpage 25 groupes au découpage 6 groupes d'énergie.

a) Correction de transport (voir chapitre II, § IV.2).

La méthode approximée projet utilise l'approximation de la diffusion pour le calcul de la distribution spatiale du flux. Dans cette méthode, utilisée pour la transposition, on ne considère pas, à l'heure actuelle, cette correction mais on la prend en compte sous la forme d'une incertitude variable suivant la couronne d'assemblages couverture.

En ce qui nous concerne, pour le dépouillement de l'expérience considérée, cette correction a été déterminée sur la première couronne d'assemblages fertiles du réacteur PHENIX suivant la démarche indiquée au Chapitre II et sur une configuration simplifiée du réacteur (Voir figure 29 ter).

L'amplitude de l'écart $\frac{D - T}{T}$ sur le taux de capture ^{238}U reste faible dans la première couronne fertile et toujours positive.

La valeur moyenne sur cette couronne de l'écart est :

$$\boxed{0,5 \pm 0,2 \ \%}$$

b) Découpage énergétique à 6 groupes

Le flux de pondération utilisé pour le passage du découpage à 25 groupes d'énergie au découpage à 6 groupes est le flux "moyen" issu du calcul cellule pour les couvertures.

Nous reprenons les résultats obtenus lors de l'étude paramètrique effectuée au chapitre II, § V.3.1.2 et à partir de la figure 34, on détermine l'écart moyen sur la première couronne fertile entre le calcul 25 groupes et le calcul 6 groupes.

Cet écart sur le taux de capture ^{238}U reste faible, le calcul 6 groupes étant inférieur au calcul 25 groupes de :

$$\boxed{0,6 \pm 0,2 \ \%}$$

III.3.2 - Corrections expérimentales

Les résultats expérimentaux bruts obtenus sur les aiguilles des assemblages analysés sont ramenés à un modèle de couverture simplifiée plus facilement calculable par la méthode de calcul.

- les couvertures sont considérées comme homogènes.
- les perturbations créées par les tubes de structure hexagonaux sont éliminées par le calcul.
- les points expérimentaux sont ramenés aux abscisses des points de calcul (corrections de position radiale et axiale).

a) Correction d'hétérogénéité

L'assemblage fertile expérimental est hétérogène. On veut le ramener à un modèle homogène. On doit donc corriger la valeur expérimentale de l'effet d'hétérogénéité :

$$f_1(\vec{r}) = \frac{\sum_g \phi_g(\vec{r})\, \sigma_g^{H}\, C8}{\sum_g \phi_g(\vec{r})\, \sigma_g^{HH}\, C8}$$

où $\phi_g(\vec{r})$ est le flux spatial du groupe g à l'abcisse $\vec{r}$.

σ_{gC8}^{H} est la section efficace microscopique homogène de capture de l'^{238}U dans le groupe g.

σ_{gC8}^{HH} est la section efficace microscopique hétérogène homogénéisée de capture de l'^{238}U dans le groupe g (le calcul de cellule hétérogène est présenté au chapitre II, § III.4.1).

L'amplitude de cette correction reste faible sur toute la première couronne fertile du réacteur PHENIX :

$$f_1(\vec{r}) \simeq 0{,}998 \pm 0{,}001$$

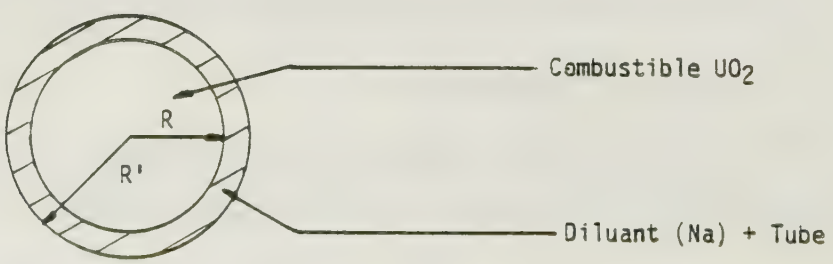
b) Correction de paroi de tube

A l'heure actuelle, les calculs cellule effectués par HETAIRE ne permettent pas de tenir compte de la présence localisée des tubes de structure des assemblages hexagonaux.

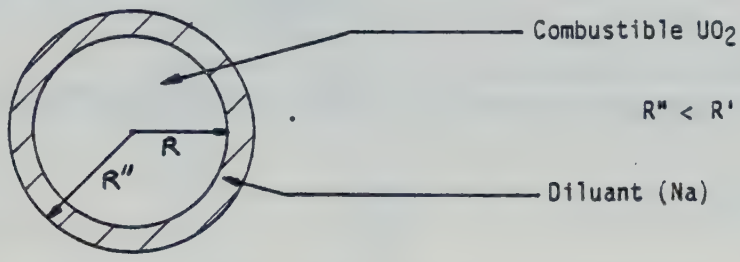
En effet, comme nous l'avons vu au paragraphe III.4.1 du chapitre II, le tube de structure est homogénéisé au diluant de la cellule. De cette façon, la perturbation dûe au tube "en place" est négligée.

On doit corriger les valeurs expérimentales brutes de l'effet de paroi de tube qui affecte surtout le taux de fission ^{238}U. Pour cela, on suit la démarche suivante :

1) Définition, à partir d'un calcul cellule HETAIRE des sections efficaces couverture "homogénéisées" (tube homogénéisé avec le diluant : calcul standard) : σ cellule



2) Définition, à partir d'un calcul cellule HETAIRE des sections efficaces couverture sans tube de structure : $\sigma_{réseau}$



3) Construction à partir de 1) des sections efficaces du tube de structure : $\sigma_{tube} = \sum_{isotopes} N_{acier}\, \sigma_{acier}$

A partir de ces 3 jeux de sections efficaces, on effectue deux calculs en transport (ANISN, S4) à une dimension cylindrique, selon la géométrie indiquée sur la figure 29 ter et à 25 groupes d'énergie :

- l'un, suivant la méthode standard, c'est à dire où le milieu couverture est décrit à partir des sections efficaces calculées en 1) (tube homogénéisé dans la zone diluant).

- l'autre, en décrivant explicitement les tubes de structure de la première couronne fertile à l'aide des sections efficaces calculées en 2) et 3).

A partir des flux obtenus, on détermine les distributions de taux de réaction respectifs $\tau(\vec{r})_{cellule}$ et $\tau(\vec{r})_{réseau}$ ainsi que le facteur correctif $f(\vec{r})$ à appliquer aux valeurs expérimentales pour les ramener à un modèle "homogène" :

$$f(\vec{r}) = \frac{\tau(\vec{r})_{cellule}}{\tau(\vec{r})_{réseau}}$$

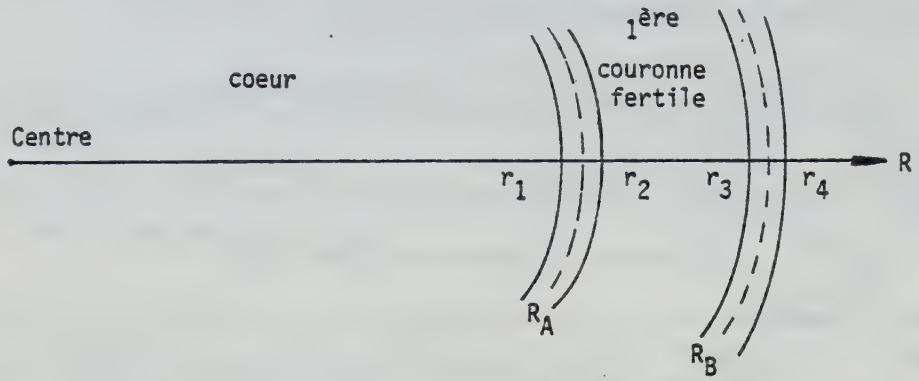
Remarques :

1) Pour éviter les problèmes de normalisation des taux de réaction, on considérera les rapports de taux de réaction au lieu des taux de réaction $\tau(\vec{r})$. De cette façon, la correction ne tient pas compte du gradient du flux. Elle est calculée au centre du réacteur.

2) Le modèle cylindrique, décrit ci-dessus, permet de décrire de façon assez précise le cas de l'assemblage central du coeur PHENIX.

Par contre, dans le cas de la première couronne fertile d'assemblages il s'agit de placer les parois de tube correctement et de déterminer l'épaisseur "équivalente" des tubes sur une couronne. On se heurte donc au problème de la modélisation.

Dans les calculs effectués, nous avons considéré le modèle suivant :



On a utilisé des épaisseurs "équivalentes" des tubes de structure de façon à conserver la surface réelle des parois de tube en contact avec le milieu couverture. Entre r_1 et r_2, et r_3 et r_4 on introduit les sections efficaces σ_{tube} et entre r_2 et r_3 les sections efficaces $\sigma_{réseau}$. Dans le cas du calcul "homogène", on utilise entre R_A et R_B les sections efficaces $\sigma_{cellule}$.

Nous avons représenté sur la figure 53 l'inverse du facteur correctif $f(\vec{r})$ défini ci-dessus pour les indices de spectre $\frac{F9}{F5}$, $\frac{C8}{F5}$, $\frac{F8}{F5}$ et $\frac{C9}{F5}$.
On remarque que l'indice $\frac{F8}{F5}$ est très sensible aux effets perturbateurs dus à la présence des tubes de structure et liés à la modification du spectre rapide.

L'indice $\frac{C8}{F5}$ est, quant à lui, sensible à la fois à la modification du spectre mais aussi à la modification de l'auto-protection de la section efficace de capture de l'^{238}U résultant de la modification du spectre de pondération dans le calcul réseau.

Pour l'analyse expérimentale, on ne considérera que la valeur moyenne du facteur correctif $f(\vec{r})$ sur toute la couronne et appliqué à l'indice C8/F5.

On obtient :

$$f(\vec{r}) \simeq 1{,}032 \pm 0{,}005$$

c) Correction de position radiale

Après le calcul complet du réacteur en évolution, la valeur du rapport isotopique $N239_{Pu}/N238_{Pu}$ représente la valeur moyenne sur l'assemblage.

On doit donc ramener cette valeur aux valeurs correspondantes de chaque aiguille.

La correction s'effectue sur le taux de capture de l'^{238}U à l'aide des sections efficaces à 6 groupes d'énergie et des valeurs du flux spatial à 6 groupes obtenus par le calcul complet du réacteur.

On effectue alors une interpolation linéaire entre les points de calcul encadrant la position réelle du centre de l'aiguille analysée.

Le facteur correctif associé à la valeur expérimentale de chaque aiguille est défini par :

$$f(\vec{r}) = \frac{\sum_G \overline{\phi}_G \, \sigma_G \, C8}{\sum_G \phi_G(\vec{r}) \, \sigma_G \, C8}$$

où $\phi_G(\vec{r})$ est le flux du macrogroupe G au point r de l'assemblage.
$\overline{\phi}_G$ est le flux moyen du macrogroupe G sur l'assemblage.

Ce facteur correctif est représentatif du gradient radial du flux dans l'assemblage et atteint des valeurs importantes comme l'indique le tableau ci-dessous :

	ASSEMBLAGES		
AIGUILLES N°	CR4	CR6	CR9
5	0,836 ± 0,025	0,837 ± 0,025	0,826 ± 0,025
1		0,897 ± 0,027	0,866 ± 0,026
35		0,934 ± 0,028	0,950 ± 0,029
31	0,992 ± 0,002	0,991 ± 0,003	0,993 ± 0,002
27		1,079 ± 0,032	1,082 ± 0,032
61		1,138 ± 0,034	1,179 ± 0,035
57	1,266 ± 0,038	1,259 ± 0,038	1,271 ± 0,038

Nous avons classé, dans ce tableau, les aiguilles suivant leur distance au centre du coeur (aiguille 5 la plus proche, aiguille 57 la plus éloignée) ; ce qui nous permet d'observer que le gradient radial du flux est de l'ordre de 45 % entre les aiguilles extrêmes (N° 5 et N° 57).

On remarque, de plus que l'aiguille centrale (N° 31) est représentative à environ 1 % près, de l'assemblage.

L'incertitude associée aux facteurs correctifs a été évaluée à ± 3 %. Cette valeur prend en compte l'incertitude sur la détermination exacte du centre des aiguilles et les incertitudes sur les dimensions réelles des constituants de l'assemblage.

d) Correction de position axiale

Cette correction a pour but de ramener les valeurs expérimentales dans le plan du modèle de calcul hexagonal.

Elle s'effectue à l'aide des traverses axiales du taux de capture de l'^{238}U obtenues à partir d'un calcul spatial, 6 groupes d'énergie, à deux dimensions en géométrie (R,Z) (voir schéma de calcul sur la figure 29 bis).

En raison des coûts associés à des calculs complets du réacteur dans cette géométrie et pour les 9 cycles considérés, le facteur correctif a été déterminé pour le premier cycle de fonctionnement et sera appliqué aux 3 assemblages.

Ce facteur correctif est défini par :

$$f(z) = \frac{\sum_G \phi_G (z_1)\, \sigma_G\, C8}{\sum_G \phi_G (z_2)\, \sigma_G\, C8}$$

où $\phi_G(z_1)$ est le flux du macrogroupe G calculé à la côte z_1 correspondant au plan du calcul H2D.

$\phi_G(z_2)$ est le flux du macrogoupe G calculé à la côte z_2 correspondant au plan d'extraction des échantillons.

Les variations de f(z) suivant la position radiale de la traverse ont été trouvées faibles (< 1 % entre début et fin de couronne).

L'incertitude associée au facteur correctif f(z) et prenant en compte le fait que les échantillons de mesure ont des dimensions non négligeables :

- 10 mm pour les échantillons d'analyse chimique
- 100 mm pour les échantillons d'émission neutronique

est de : . ± 0,1 % pour les échantillons d'analyse chimique
. ± 1,0 % pour les échantillons d'émission neutronique.

En définitive, le facteur correctif de position axiale sur toute la couronne est :

f(z) = 0,826 ± 0,001 pour les échantillons d'analyse chimique
f(z) = 0,826 ± 0,010 pour les échantillons d'émission neutronique.

III.4 - Comparaison Calcul-Expérience

Les résultats de l'analyse expérimentale considérée se trouvent dans le tableau XXVII sous la forme d'écarts expérience-calcul ($\frac{E-C}{C}$ en %) relatifs aux trois assemblages fertiles CR4, CR6 et CR9 respectivement.

Ces écarts ont été obtenus après avoir appliqué les différents facteurs correctifs, calculés dans le paragraphe précédent, aux valeurs expérimentales brutes.

On a regroupé les résultats en trois parties :

- écarts sur les 3 aiguilles centrales, qui, comme on l'a vu, sont représentatives des valeurs qu'on pourrait associer à l'assemblage tout entier.

- écarts sur les aiguilles d'angle analysées par analyse chimique.

- écarts sur les aiguilles d'angle analysées par émission neutronique.

A l'examen des résultats obtenus, plusieurs conclusions s'imposent :

- les écarts calcul-expérience ne paraissent pas dépendre du taux de combustion. Ils ont un caractère systématique assez prononcé.

- le calcul sur estime légèrement la valeur de la production de Plutonium dans le cas des aiguilles centrales et sous-estime cette valeur dans le cas des aiguilles d'angle où les écarts sont significatifs et augmentent en fonction de la distance au centre du coeur (voir cas des aiguilles 35 et 61 du tableau XXVII).

Les différents résultats mettent en évidence la bonne performance du formulaire actuel en ce qui concerne les aiguilles centrales et les aiguilles proches du coeur où le spectre n'a pas encore subi de dégradations importantes, compte tenu aussi des incertitudes non négligeables sur l'écart expérience-calcul.

Par contre, pour les autres aiguilles d'angle, les écarts peuvent atteindre des valeurs significatives en raison notamment des difficultés à traiter les problèmes d'hétérogénéité (tubes hexagonaux).

Différents tests effectués en géométries simplifiées :

- variation de l'épaisseur de protection externe.

- influence du canal inter-assemblages

n'ont pas permis d'expliquer totalement ces écarts.

Malgré tout, on a reconstruit, à partir des différents écarts calcul-expérience obtenus sur les différentes aiguilles, un écart "moyen" sur tout l'assemblage :

$$\frac{E - C}{C} \simeq + 3 \pm 6 \%$$

valeur qui confirme la performance annoncée du formulaire, qui à l'heure actuelle, en ce qui concerne la production de plutonium est donnée avec une incertitude globale de ± 15 %.

IV - CONCLUSION DU CHAPITRE

L'analyse des combustibles irradiés dans la couverture radiale de PHENIX est une méthode expérimentale très riche en informations pour le physicien, qu'il s'intéresse à l'évolution neutronique du combustible ou à l'ensemble du cycle du combustible.

L'ensemble des écarts calcul-expérience obtenus mettent en évidence la bonne performance du formulaire couverture défini dans ce travail dans le cas de l'analyse de l'aiguille centrale d'un assemblage qui peut être calculée plus facilement avec les méthodes mises au point dans le formulaire actuel.

Par contre, le cas des aiguilles d'angle pose des problèmes de calcul tout à fait spécifiques, qui nécessiteraient la mise en place de méthodes de calcul "ad hoc" plus fines (description explicite des tubes hexagonaux dans la géométrie hexagonale à 2 ou 3 dimensions des calculs spatiaux et correction spectrale sur les sections efficaces pour la même géométrie).

Le Programme expérimental futur sur PHENIX (expérience DOUBLON /50/) prend en compte une partie de ces soucis ; en effet, il est prévu le même type d'expérience indiqué dans ce chapitre, mais sur deux couronnes successives d'assemblages, ce qui permettrait de vérifier si l'écart calcul-expérience est fonction de la distance au centre du coeur.

D'autre part, il serait souhaitable de prévoir pour un assemblage de première couronne couverture, une étude plus fine de la teneur en plutonium en effectuant des mesures non seulement près du bord de l'assemblage mais aussi sur des aiguilles internes afin de lever les difficultés d'interprétation liées à la présence des tubes hexagonaux et de permettre ainsi de reconstituer une valeur moyenne de la production de Plutonium sur l'assemblage ; valeur qui serait plus aisèment comparable aux valeurs calculées selon les méthodes mises en place dans le formulaire proposé dans le présent travail.

Conclusion

CONCLUSION GENERALE

A partir du formulaire de calcul existant (CARNAVAL Version IV) pour l'étude des réacteurs de la filière rapide, on a suivi la démarche suivante :

1) Méthodes de calcul

a - Vérification systématique de toutes les options de calcul pour la préparation des sections efficaces multigroupes et proposition d'un ensemble cohérent d'options de calcul qui réduise au minimum l'impact des approximations nécessaires pour préserver la souplesse du formulaire, en termes d'incertitudes sur les paramètres projet.

b - Proposition d'une stratégie de correction de transport, à une dimension d'espace pour les calculs spatiaux des couvertures, afin de tenir compte des phénomènes importants de transitoires de flux près des interfaces de ce type de régions (interface coeur-couverture, interface couverture-protection).

c - Amélioration des options, dites projet, utilisées pour réduire ultérieurement le coût des calculs spatiaux (utilisation d'une structure multigroupe réduite à 6 groupes d'énergie en particulier).

Autant que possible, la validation des options de calcul proposées pour le formulaire couverture, ont été testées sur des expériences intégrales effectuées sur la maquette critique MASURCA.

En ce qui concerne le point a, les options d'utilisation du formulaire couverture, sont résumées dans le tableau suivant :

	METHODE DE REFERENCE POUR LE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES MULTIGROUPES COUVERTURE
FUITES	- 25 groupes énergétiques - découpage CARNAVAL - Valeur du laplacien transverse B^2, unique et variable suivant la géométrie et la configuration
SOURCE	- Spectre de fuite hors du coeur appliqué sur toute la couverture.
HETEROGENEITE	- Décrite explicitement (mêmes fuites et même source que le cas homogène).

L'ensemble de ces options permet un calcul rapide et efficace des sections multigroupes pour les zones "couverture" d'un réacteur rapide qui :

- d'une part, sont cohérentes avec les sections efficaces multigroupes utilisées pour les zones "coeur",

- et d'autre part, sont basées sur des approximations qui introduisent des incertitudes négligeables dans le calcul des paramètres projet des couvertures (< 0,5 % sur la production de plutonium ou sur la production de puissance dégagée dans les couvertures).

En ce qui concerne le point b, l'utilisation de correction de transport s'avère nécessaire pour un calcul précis de la puissance dégagée dans les couvertures et des sources de neutrons allant des couvertures vers les protections, qui donnent lieu en définitive à l'activation du sodium secondaire au niveau des échangeurs.

Cette correction permet de réduire de façon importante (environ 50 %) les incertitudes qui sont associées, aujourd'hui, à ce type de paramètres.

Enfin, en ce qui concerne le point c, un choix judicieux de la pondération spatiale des sections efficaces à 25 groupes d'énergie issues du formulaire, pour les condenser dans la structure à 6 groupes, utilisée pour les calculs spatiaux du projet en géométrie à 2 ou 3 dimensions hexagonale, permet de réduire l'impact de cette approximation sur tous les paramètres projet à moins de 1 %.

A l'issue de cette première partie de la thèse, une conclusion importante est que les approximations de méthode sont assez bien maîtrisées, dans le cas des calculs standard de couvertures.

Les incertitudes associées à un calcul de référence ne permettent cependant pas d'expliquer les écarts résiduels (E-C)/C observés au cours des programmes expérimentaux sur maquette critique, en ce qui concerne en particulier, les taux de réaction mesurés dans les couvertures.

On s'est donc attaché, dans la deuxième partie de la thèse, à l'étude des effets des données de base, étant donné que le "formulaire couverture" utilise les mêmes données que le "formulaire coeur".

Ces données sont ajustées sur des expériences représentatives des problèmes du coeur et ne le sont pas nécessairement pour les problèmes de couverture.

2) Données de base

Dans la deuxième partie de la thèse, consacrée aux données de base, on a cherché à mettre en évidence quels pourraient-être les isotopes et les types de sections efficaces responsables des écarts calcul-expérience observés ?

Pour cela, on a effectué des études de sensibilité détaillées, qui ont permis de mettre en évidence les paramètres de base dont les incertitudes ont un impact sur les caractéristiques des couvertures, à savoir :

- la section efficace de capture de l'^{238}U aux énergies inférieures à 40 keV

- les sections efficaces de ralentissement, élastique pour les corps "légers" (OX, Fe, Na), inélastique pour les corps lourds (^{238}U principalement).

En ce qui concerne la section efficace de capture de l'^{238}U, l'étude de sensibilité a été approfondie : en effet, le domaine d'énergie intéressant (E< 40 keV) est celui des résonances, qui présente des difficultés de traitement bien connues pour la mise en groupe.

On a donc étudié la sensibilité de la section efficace multigroupe de capture de l'^{238}U aux incertitudes sur les paramètres de résonance et on a mis en évidence, avec des hypothèses simplificatrices, les paramètres de résonance les plus significatifs pour la réduction des incertitudes résiduelles sur les paramètres des couvertures.

3) Analyse expérimentale

On a abordé, enfin, l'analyse d'une expérience effectuée sur 3 assemblages de la première rangée de couverture du réacteur PHENIX et concernant la mesure de la production de Plutonium.

Cette analyse a permis une vérification globale du formulaire couverture tel qu'il a été défini au cours de ce travail.

Cette expérience concernait plusieurs aiguilles de chaque assemblage couverture, en particulier l'aiguille centrale et des aiguilles périphériques en contact avec le tube hexagonal.

Les résultats de l'analyse ont montré que :

- l'écart calcul-expérience sur la production de Plutonium est fonction de la position de l'aiguille,

- pour l'aiguille centrale, (la moins affectée par des problèmes de perturbations locales de flux, qui nécessiteraient des calculs de transport en géométrie hexagonale), l'écart calcul-expérience est de :

$$\boxed{\frac{E-C}{C} = \pm 3\ \%}$$

A partir des valeurs obtenues sur les différentes aiguilles, on a reconstruit un écart calcul-expérience E-C/C, sur tout l'assemblage et on a abouti à la valeur,

$$\boxed{\frac{E-C}{C} = +3 \pm 6\ \%}$$

valeur qui confirme la performance annoncée du formulaire, qui à l'heure actuelle, en ce qui concerne la production de Plutonium est de :

$$\pm 15\ \%$$

Bibliographie

REFERENCES

/1/ J.Y. BARRE
Physique des réacteurs à neutrons rapides
Généralités sur la neutronique
Rapport DRE/SPNR/77/010 Février 1977

/2/ J.Y. BARRE
"Summary of current NEACRP views on fast reactor breeding assessment".
Annals of Nuclear Energy (Vol 7 - 1980).

/3/ R. NAUDET
Faut-il faire de la surgénération ?
Energie Nucleaire, Vol 11, Déc. 1969

/4/ J. GUERON - H. FENECH
Réponses à l'article de R. NAUDET : "Faut-il faire de la surgénération ?"
Energie Nucléaire, Vol 12, Jan-Fév. 1970.

/5/ J.C. MOUGNIOT et al.
Gains de régénération des réacteurs rapides à combustible oxyde et à réfrigérant sodium.
Session D1.II.N° 11. Conférence Nucléaire Européenne Paris 1975.

/6/ J.P. CHAUDAT
Etude des coeurs de la filière neutrons rapides au CEA.
Rapport CEA-R-4911 (1978).

/7/ M. SALVATORES
SPX1. Incertitudes neutroniques associées aux calculs de puissance et de taux de DPA dans les différents assemblages du coeur.
Communication privée.

/8/ G. BELTRANDA
Etude des couvertures et réflecteurs des réacteurs de la filière à neutrons rapides.
Thèse 3ème cycle. Grenoble 1974.

/9/ Ph. HAMMER et al.
Incertitudes neutroniques affectant la détermination de la masse critique de SPX1.
Communication privée.

/10/ A. BOIOLI - L. FIORINI - J. MOREAU - G. SUNTINGER
"Etude spatio-énergétique de la sensibilité du flux thermique équivalent sur l'échangeur dans un cas type de réacteur rapide refroidi au sodium (1ère partie)".
Spécialist meeting of differential and integral nuclear data requirements for shielding calculations.
Vienne Octobre 1976.

/11/ J.Y. BARRE et al.
Reactor physics and fast power breeders : MASURCA core RZ program.
ANS Kiameska Lake Meeting (1972).

/12/ R. CORCUERA
Méthodes théoriques pour le calcul neutronique des systèmes coeur-couverture et coeur-réflecteur des réacteurs à neutrons rapides.
Thèse d'Etat - Orsay (1974).

/13/ J.P. CHAUDAT et al.
"Formulaire CARNAVAL Version IV"
Communication personnelle.

/14/ A. KHAIRALLAH et J. RECOLIN
"Spécifications du code HETAIRE".
Communication personnelle.

/15/ J.Y. BARRE et al.
Lessons drawn from integral experiments on a set of multigroup cross sections.
BNES, Londres (Juin 1969).

/16/ A. KAVENOKY
Calcul et utilisation de probabilité de première collision pour des milieux hétérogènes à une dimension : les programmes ALCOLL et CORTINA.
Rapport CEA-R-1077 (1969)

/17/ A. KHAIRALLAH - J. RECOLIN
"Calcul de l'autoprotection résonnante dans les cellules complexes par la méthode des sous groupes".
IAEA/SM-154/37 Vienne (1973).

/18/ P. BENOIST
Théorie du coefficient de diffusion des neutrons dans un réseau comportant des cavités".
Rapport CEA - R 2278 (1964).

/19/ Spécifications du code de calcul aux ordonnées discrètes.
ANISN.

/20/ A. KHAIRALLAH - J. HERAIL.
Spécifications des codes de diffusion à 1 et 2 dimensions d'espace : CODI 1 et CODI 2.
Communication privée.

/21/ C. BONNET - G. HUMBERT
Spécifications du code TREAC

/22/ Ph. HAMMER
"Physics Studies devoted to the heterogeneous fast concept".
Communication privée.

/23/ R. BERTRAND - R. VALENZA - R. VIENOT.
Compte rendu des mesures par détecteurs d'activation dans PRE-RACINE.
Communication privée.

/24/ R. BERTRAND- R. VALENZA - R. VIENOT.
Mesures par détecteurs d'activation dans le coeur RACINE 1A (Mai-Juin 1980).
Communication privée

/25/ M. SALVATORES - G. PALMIOTTI.
Effets de modélisation sur le calcul de l'hétérogénéité dans les coeurs des réacteurs rapides.
Communication privée.

/26/ Y.H. BOUGET - Ph. HAMMER - F. LYON
Méthode d'homogénéisation utilisée pour les calculs neutroniques dans les réacteurs à neutrons rapides.
Comité technique sur les méthodes d'homogénéisation en physique des réacteurs.
WURENLINGEN 13/15 Novembre 1978.

/27/ M.SALVATORES - M. COSIMI
Spécifications du code de condensation des sections efficaces COVAR.

/28/ M. COSINI - M. SALVATORES
Méthodes de calcul pour les régions fertiles appliquées à l'analyse d'expériences dans les couvertures de la configuration PRE-RACINE.
Communication privée.

/29/ L.N. USACHEV et al.
Théorie des perturbations appliquées aux calculs du facteur de régénération et d'autres grandeurs caractéristiques des processus dans un réacteur nucléaire.
Energie Atomique - Décembre 1963, 35-47.

/30/ A. GANDINI
Journal of Nuclear Energy 21,755 (1967).

/31/ G. PALMIOTTI
Systèmes HOPES
Communication privée.

/32/ E. FORT
Communication personnelle.

/33/ M. SALVATORES et al.
"Resonance parameter data uncertainty effets on integral charactéristics of fast reactors".
Reunion de specialistes IAEA sur les paramètres de résonance.
Vienne 28 Sept. 2 Oct 1981.

/34/ J.P. CHAUDAT et al.
"Data Adjustement for fast reactor design".
Trans. Am. Nucl. Soc. 27,877 (1977).

/35/ A. GANDINI - M. SALVATORES.
"Nuclear data and integral measurements correlations for fast reactors. Part 3. The consistent method".
Rapport CNEN RT/FI (74) 3 (1974).

/36/ R.N. HWANG.
Nucl. Sci. Eng. 36, 67 (1969)
36, 82 (1969)

/37/ H.C. HONECK.
"ENDF B : Specifications for an evaluated nuclear data file for reactor applications".
Rapport BNL 50066 (ENDF 102) Mai 1966, révisé Juillet 1967.

"Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file ENDF".
Révisé par D. GARBER, C. DUNFORD, S. PEARLSTEIN.
Rapport BNL-NCS-50496 (ENDF 102) Octobre 1975.

/38/ M. HEINDLER.
"Programme SEFAC. Construction de sections efficaces à partir des paramètres de résonance et calcul des facteurs d'autoprotection de capture, de fission et de diffusion".

/39/ H. HENRYSSON II, B.J. TOPPEL, C.G. STENBERG.
"MC^2-2. A code to calculate fast neutron spectra and multrigroup cross sections".
Rapport ANL 8144 (ENDF 239).

/40/ G. OLIVA
Communication personnelle.

/41/ J.L. CAMPAN et al.
Mesures de laplaciens et d'indices de spectre.
BIST n° 170 (mai 1972).

/42/ J. BOYER - J. BRUNA.
Réacteur MASURCA
BIST n° 168 (mars 1972).

/43/ V. RADO - M. SALVATORES.
Etude paramètrique des propriétés des couvertures fertiles.
Programme d'expériences NEFERTITI.
Communication privée.

/44/ J. BUSSAC - P. REUSS.
Traité de neutronique.

/45/ L. MARTIN-DEIDIER - J. MONIER - M. ROBIN
Résultats des mesures effectuées sur 3 assemblages de couverture radiale et sur la couverture axiale de l'assemblage S6 du réacteur PHENIX.
Rapport DRE/SEN N° 78-51 (Mars 1978).

/46/ P. CLAUZON et al.
Les essais du coeur de la centrale PHENIX
Bull. Inf. Sci. Tech. (Paris) 199 (1975) 61

/47/ G. FREJAVILLE - M. LUCAS
Dosage du néodyme de fission dans les combustibles irradiés
Rapport CEA-R-4265.

/48/ M. LUCAS - C. CHEVALIER
Analyses isotopiques et dosage du gadolinium et du néodyme de fission dans les combustibles nucléaires irradiés.
Analysis 3 (1975) 565.

/49/ 2H3 Code de diffusion en géométrie hexagonale.

/50/ E. FORT
Définition de l'expérience "DOUBLON"
Communication privée.

Figures

LISTE DES FIGURES

Fig. 1 : Réacteur classique.

Fig. 2 : Réacteur hétérogène.

Fig. 3 : Spectre détaillé en fonction de l'espace dans le système coeur R1/couverture en UO_2-Na.

Fig. 4 : Spectre détaillé en fonction de l'espace dans le système coeur R1/couverture en U appauvri.

Fig. 5 : Spectre détaillé en fonction de l'espace dans le système coeur R1/réflecteur en acier-Na.

Fig. 6 : Formulaire CARNAVAL.

Fig. 7 : Géométrie du coeur RACINE 1A. Coupe horizontale.

Fig. 8 : Géométrie du coeur RACINE 1A. Coupe verticale.

Fig. 9 : Comparaison des spectres moyens HETAIRE et exact Pavé central RACINE 1A.

Fig. 10 : Comparaison des spectres moyens HETAIRE et exact ANNEAU RACINE 1A.

Fig. 11 : Spectre du Laplacien $B^2g(u)$: Pavé central RACINE 1A.

Fig. 12 : Spectre du Laplacien $B^2g(u)$: Anneau RACINE 1A.

Fig. 13 à 17 : Cellules utilisées dans PRE-RACINE.

Fig. 18 à 24 : Cellules utilisées dans RACINE 1A.

Fig. 25 : Effet du Laplacien B^2 sur le coefficient K^*.

Fig. 26 : Effet du Laplacien B^2 sur les indices de spectre.

Fig. 27 : Traverse expérimentale d'indices de spectre dans les zones fertiles internes du coeur RACINE 1A. Position des détecteurs.

Fig. 28 : Spectres source pour le calcul cellule par HETAIRE.

Fig. 29 : PRE-RACINE. Schéma (R, Z).
- Modèle de calcul
- Configuration expérimentale.

Fig. 29 bis : Schéma (R,Z) du réacteur PHENIX démarrage.

Fig. 29 ter : Modèle à 1 dimension cylindrique du réacteur PHENIX démarrage.

Fig. 30 : Spectres de pondération utilisés dans les couvertures de la configuration PRE-RACINE.

Fig. 30 bis : Découpage en zones de pondération de la couverture radiale PHENIX.

Fig. 31 : Spectres de pondération. Calculs à 1 zone couverture.

Fig. 32 : Spectres de pondération. Calcul à 3 zones couverture.

Fig. 33 : Section Macroscopique de capture. Macrogroupe III.

Fig. 34 : Ecarts 25 gr/6 gr (en %) sur C8/F9.

Fig. 35 : Ecarts 25 gr/6 gr (en %) sur F8/F9.

Fig. 36 : Coefficients de sensibilité directs et indirects du rapport R1 à la section efficace de capture de l'U^{238}.

Fig. 37 : Coefficients de sensibilité directs et indirects du rapport R1 aux sections efficaces du Pu 239.

Fig. 38 : Coefficients de sensibilité directs et indirects du rapport R1 au ralentissement élastique sur l'Oxygène.

Fig. 39 : Coefficients de sensibilité directs et indirects du rapport R1 au ralentissement élastique sur le Fer.

Fig. 39 bis : Fonction importance (calcul du GRE).

Fig. 40 : Coefficients de sensibilité indirects du rapport R2 à l'absorption de l'U238.

Fig. 41 : Coefficients de sensibilité indirects du rapport R2 à la production de l'U238.

Fig. 42 : Coefficients de sensibilité indirects du rapport R2 au ralentissement inélastique de l'U238.

Fig. 43 : Coefficients de sensibilité indirects du rapport R2 aux sections efficaces du Pu 239.

Fig. 44 : Coefficients de sensibilité indirects du rapport R2 au ralentissement élastique par l'Oxygène.

Fig. 45 ; Coefficients de sensibilité indirects du rapport R2 au ralentissement élastique par le Fer.

Fig. 46 : Section efficace de capture de l'U238.

Fig. 47 : Facteur d'autoprotection de capture de l'U238 en fonction de l'énergie. Dilution 40 barns.

Fig. 48 : Facteur d'autoprotection de capture de l'U238 en fonction de la dilution. Groupe 17.

Fig. 49 : Spectre moyen couverture radiale interne. RACINE 1A.

Fig. 50 : Comparaison des taux de capture de l'U238. Couverture radiale interne. RACINE 1A.

Fig. 51 : Plan de répartition des assemblages de mesure. PHENIX coeur de démarrage.

Fig. 52 : Plan de répartition des aiguilles. Couverture radiale fertile PHENIX.

Fig. 53 : Correction de paroi de tube. 1ère couronne fertile PHENIX.

Fig. 1 - REACTEUR "CLASSIQUE"
(cœur à 2 zones d'enrichissement)

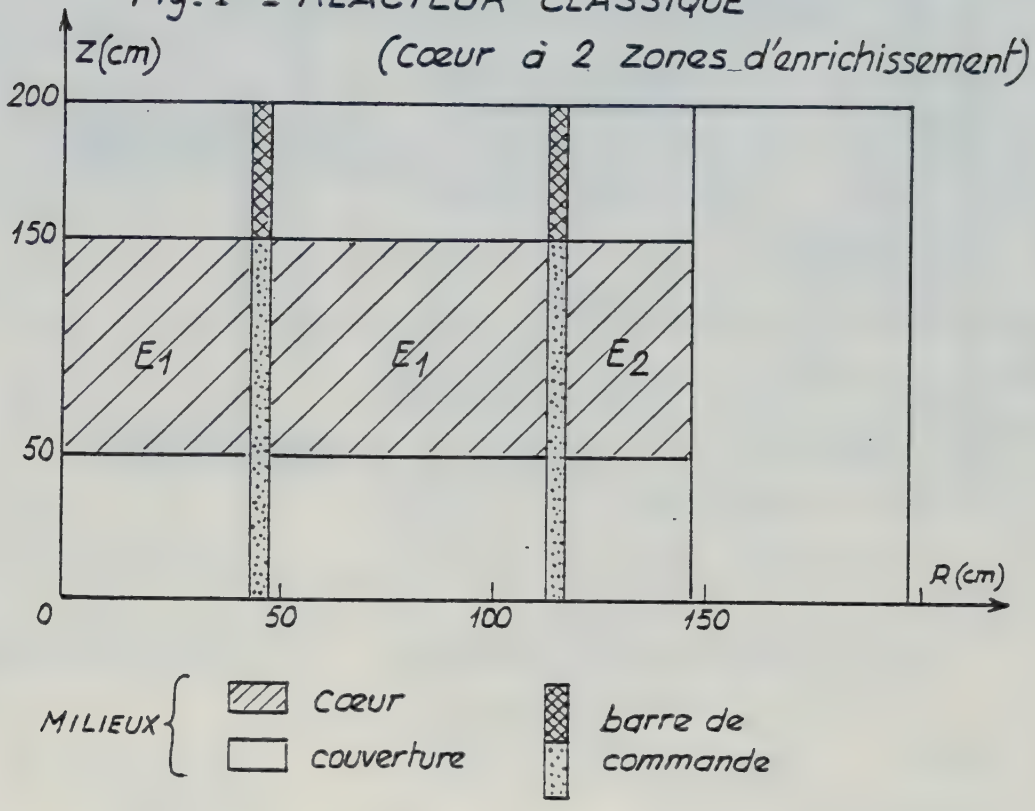
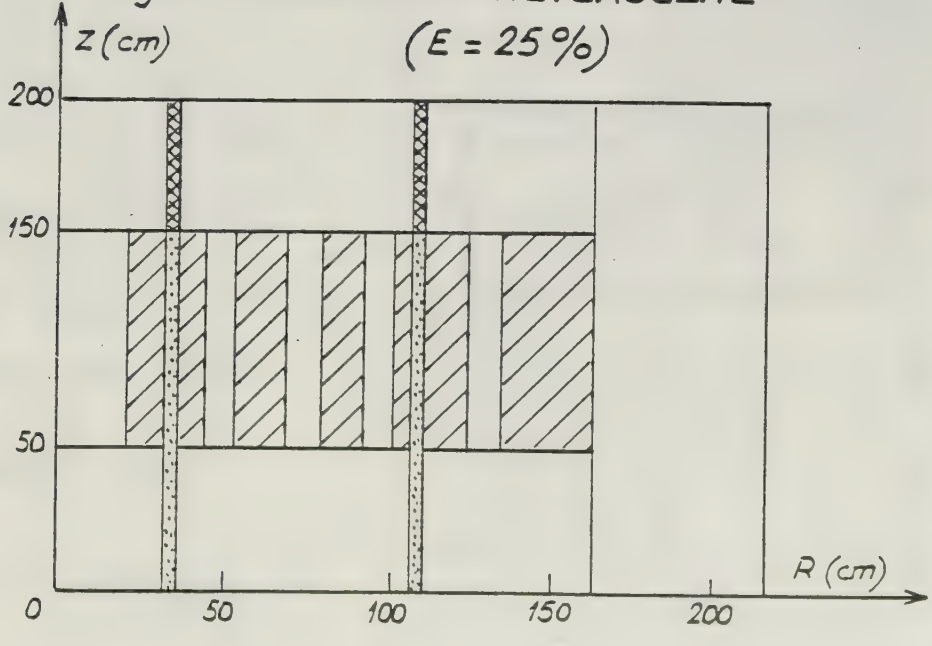


Fig. 2 - REACTEUR HETEROGENE
(E = 25 %)



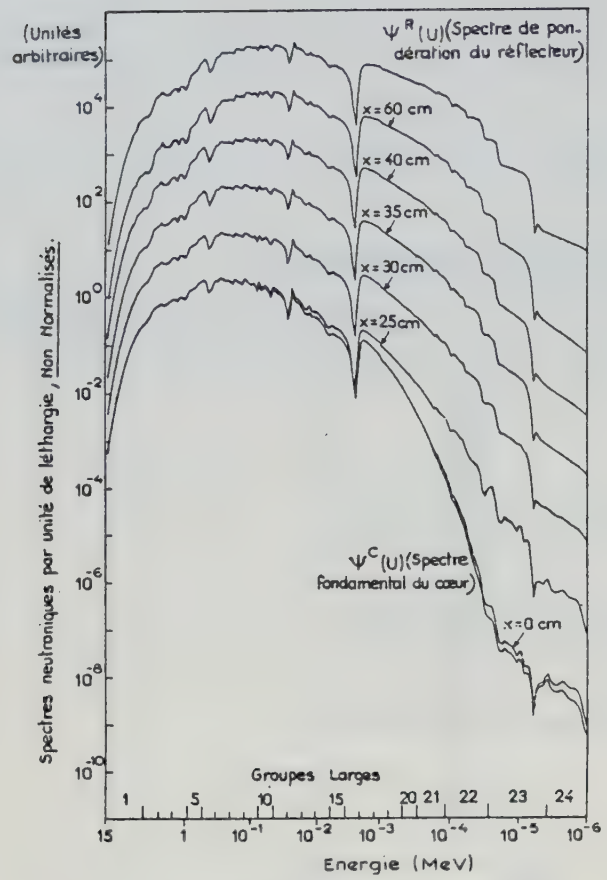


Fig.3. Spectre détaillé en fonction de l'espace dans le système cœur R_1/couverture en UO_2-Na

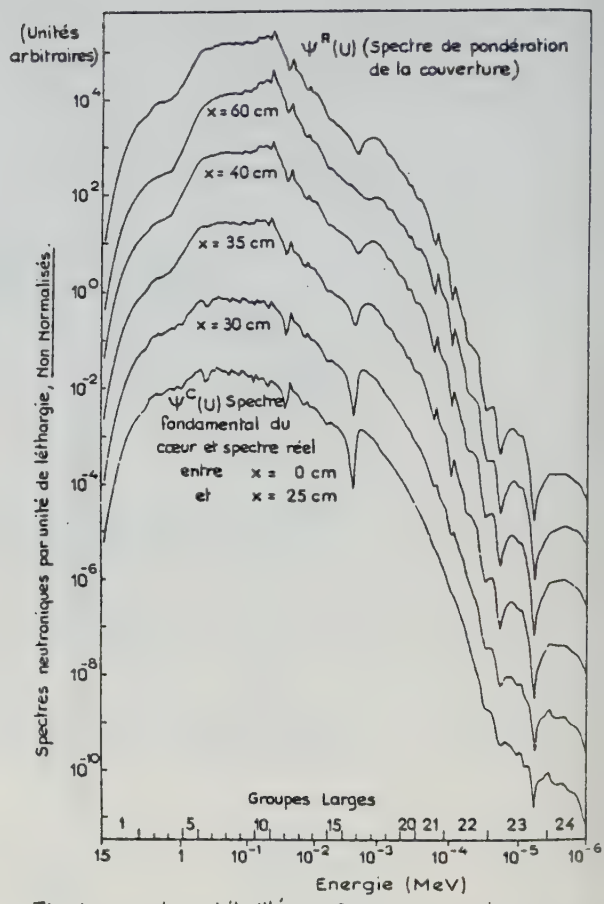


Fig.4. Spectre détaillé en fonction de l'espace dans le système cœur R_1/couverture en U_{app}

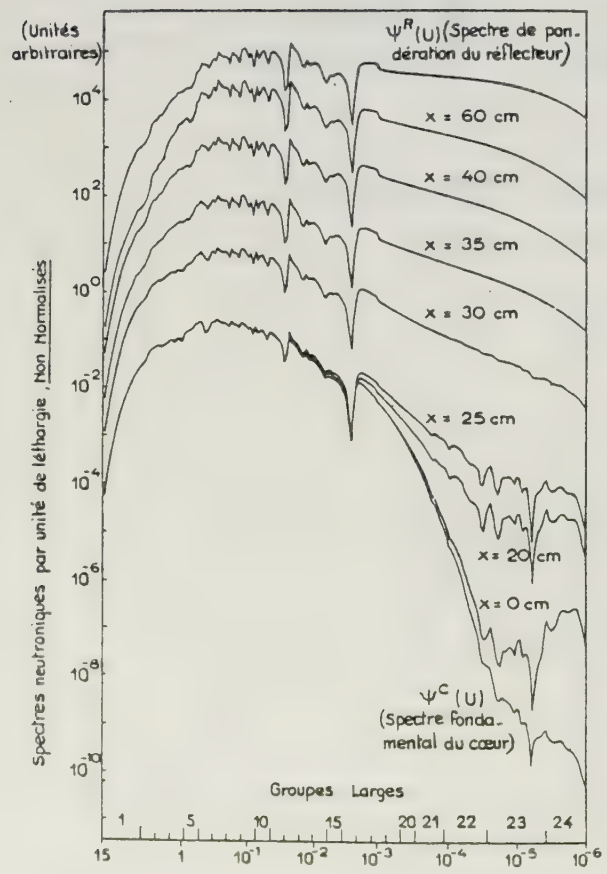
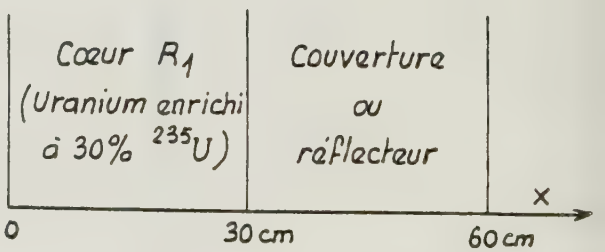


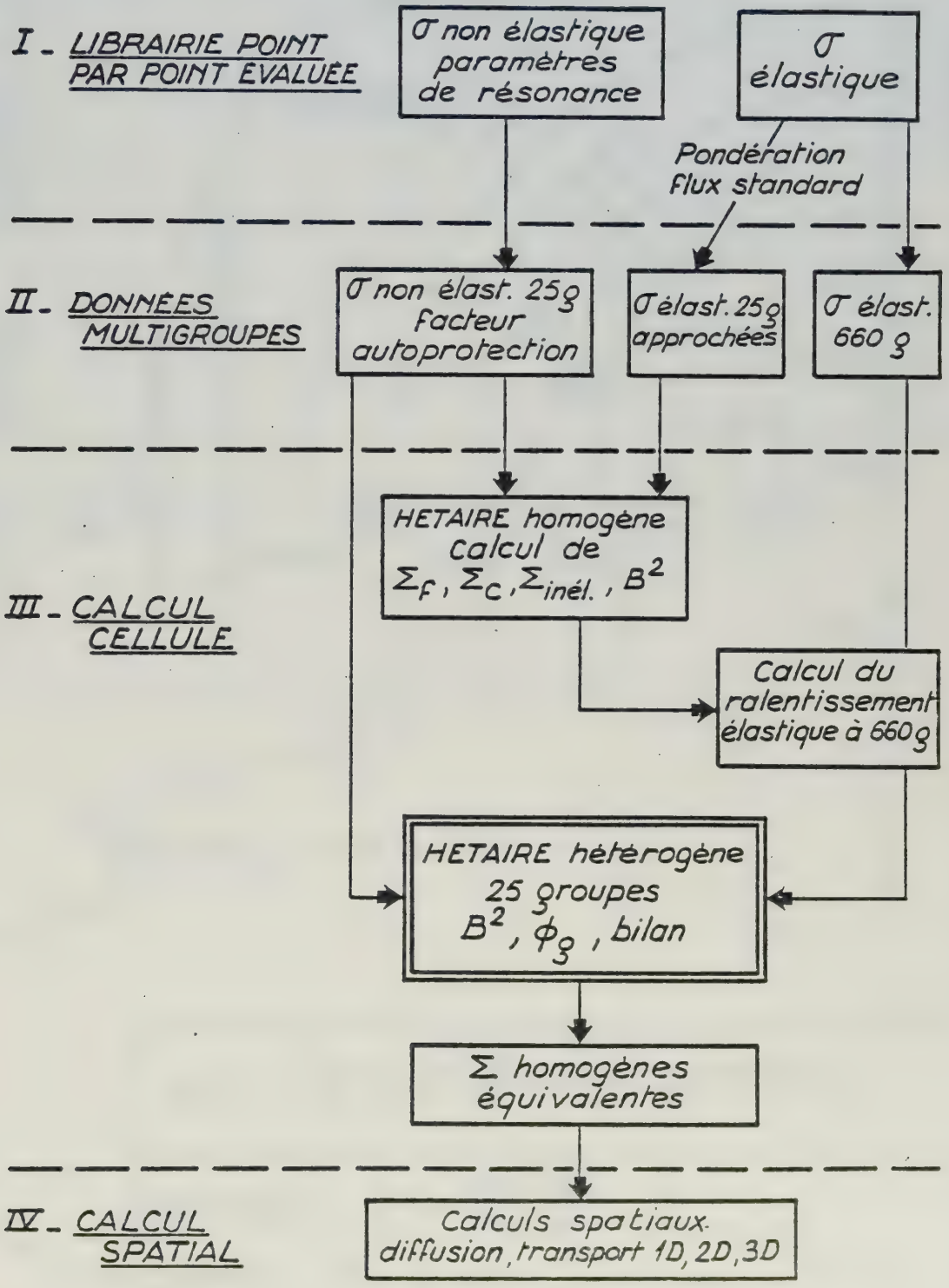
Fig.5. Spectre détaillé en fonction de l'espace dans le système cœur R_1/ réflecteur en Acier-Na



Système cœur - couverture ou cœur - réflecteur

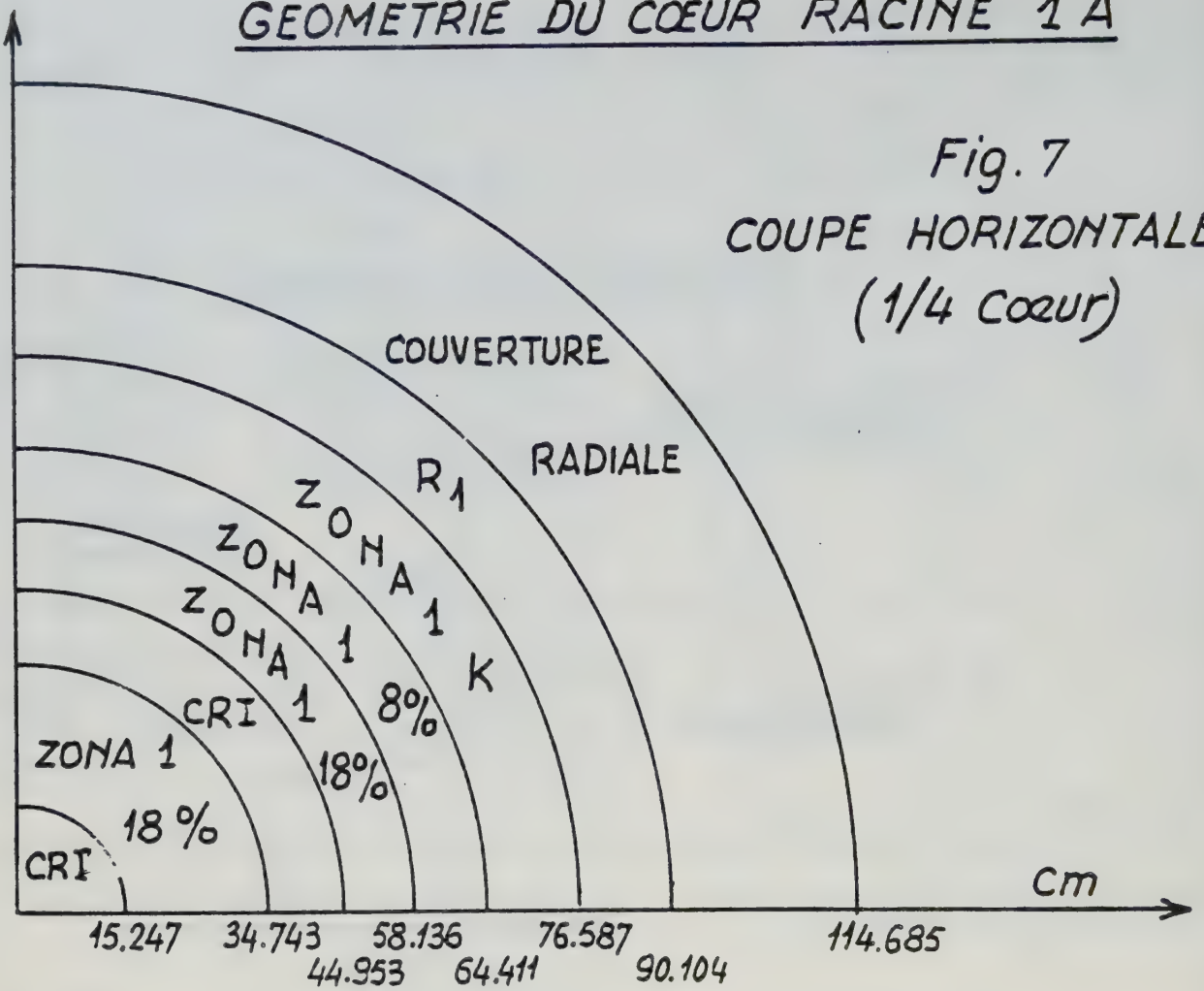
Fig. 6

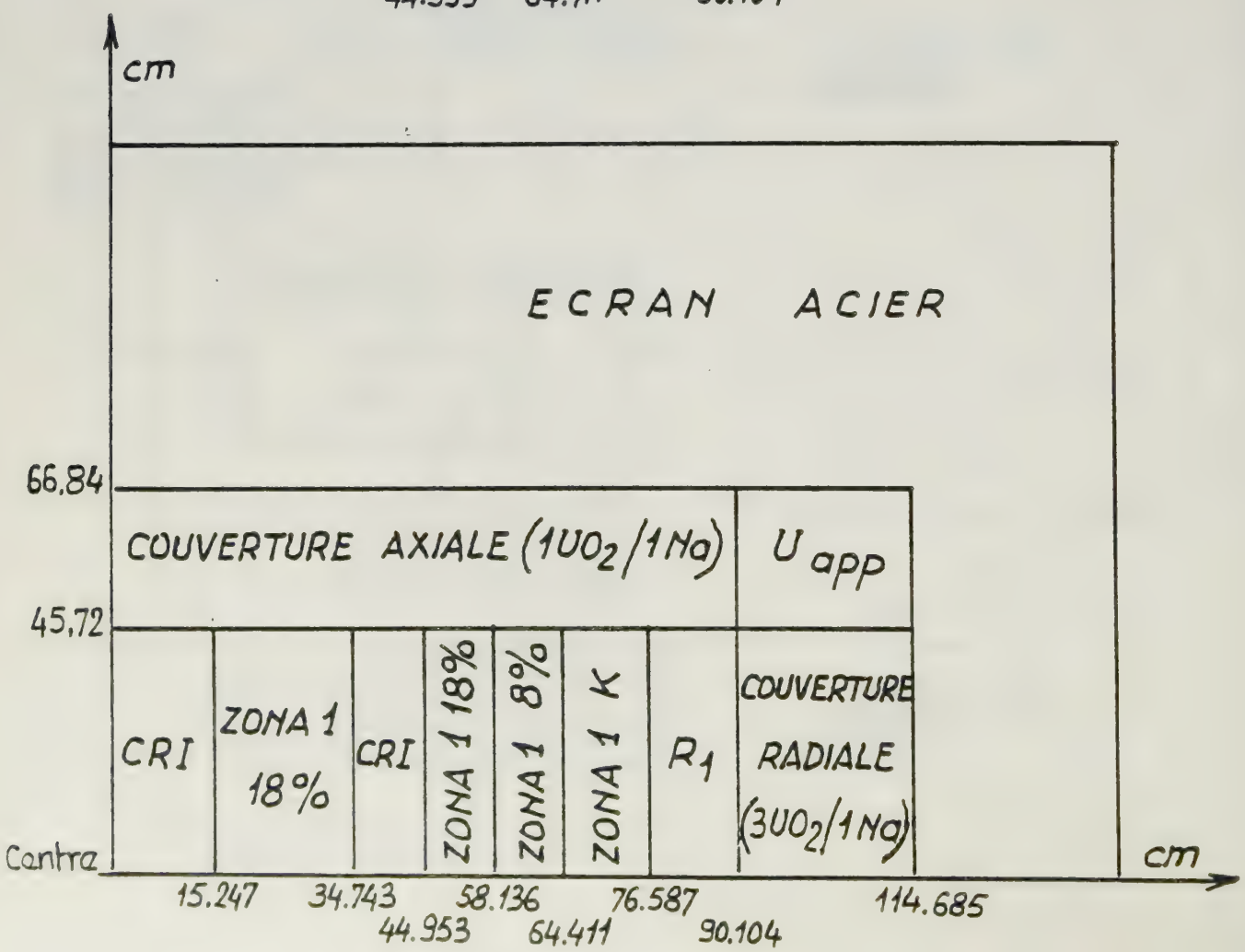
FORMULAIRE CARNAVAL



GEOMETRIE DU CŒUR RACINE 1 A

Fig. 7
COUPE HORIZONTALE
(1/4 Cœur)





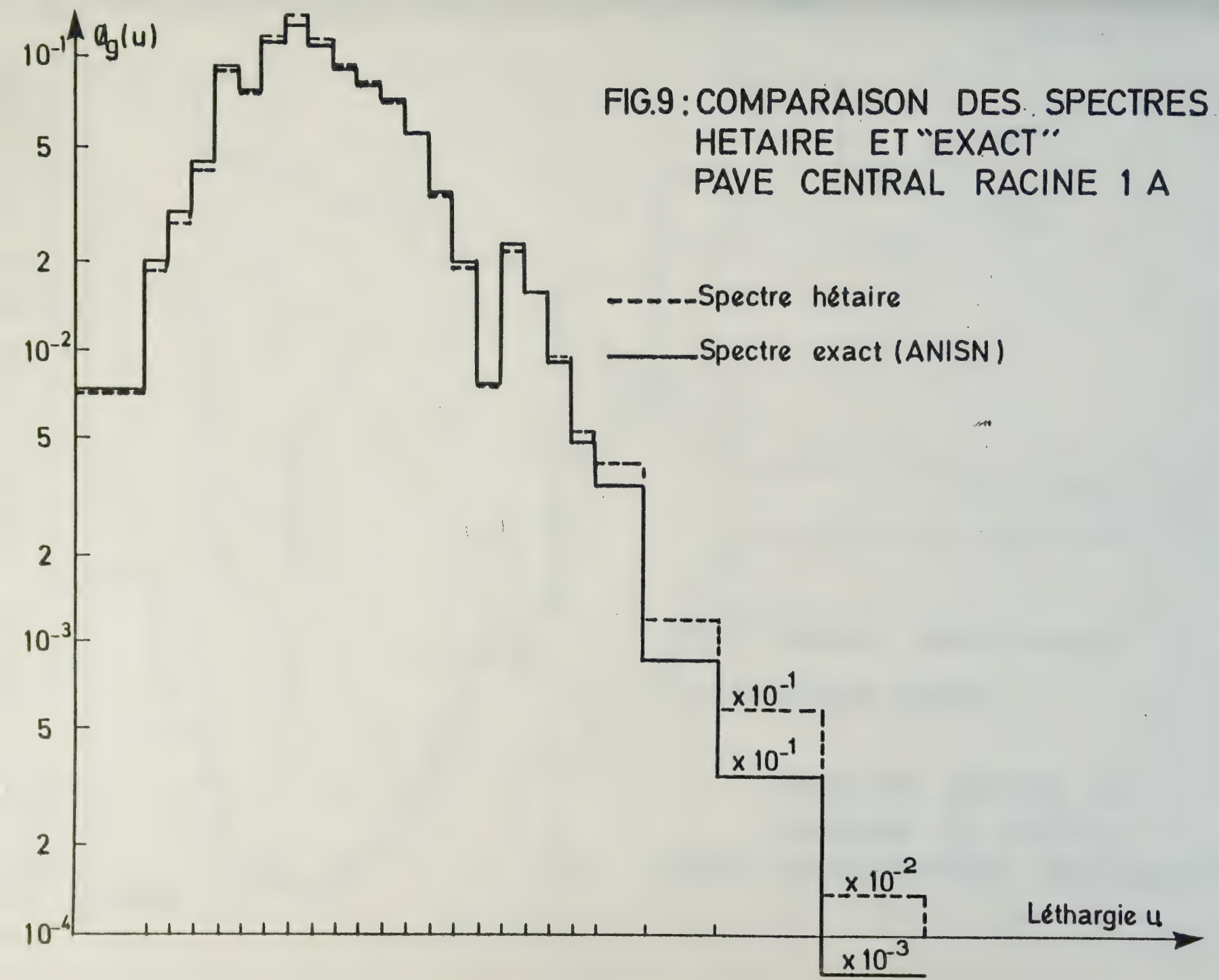


FIG.9 : COMPARAISON DES SPECTRES MOYENS HETAIRE ET "EXACT" PAVE CENTRAL RACINE 1 A

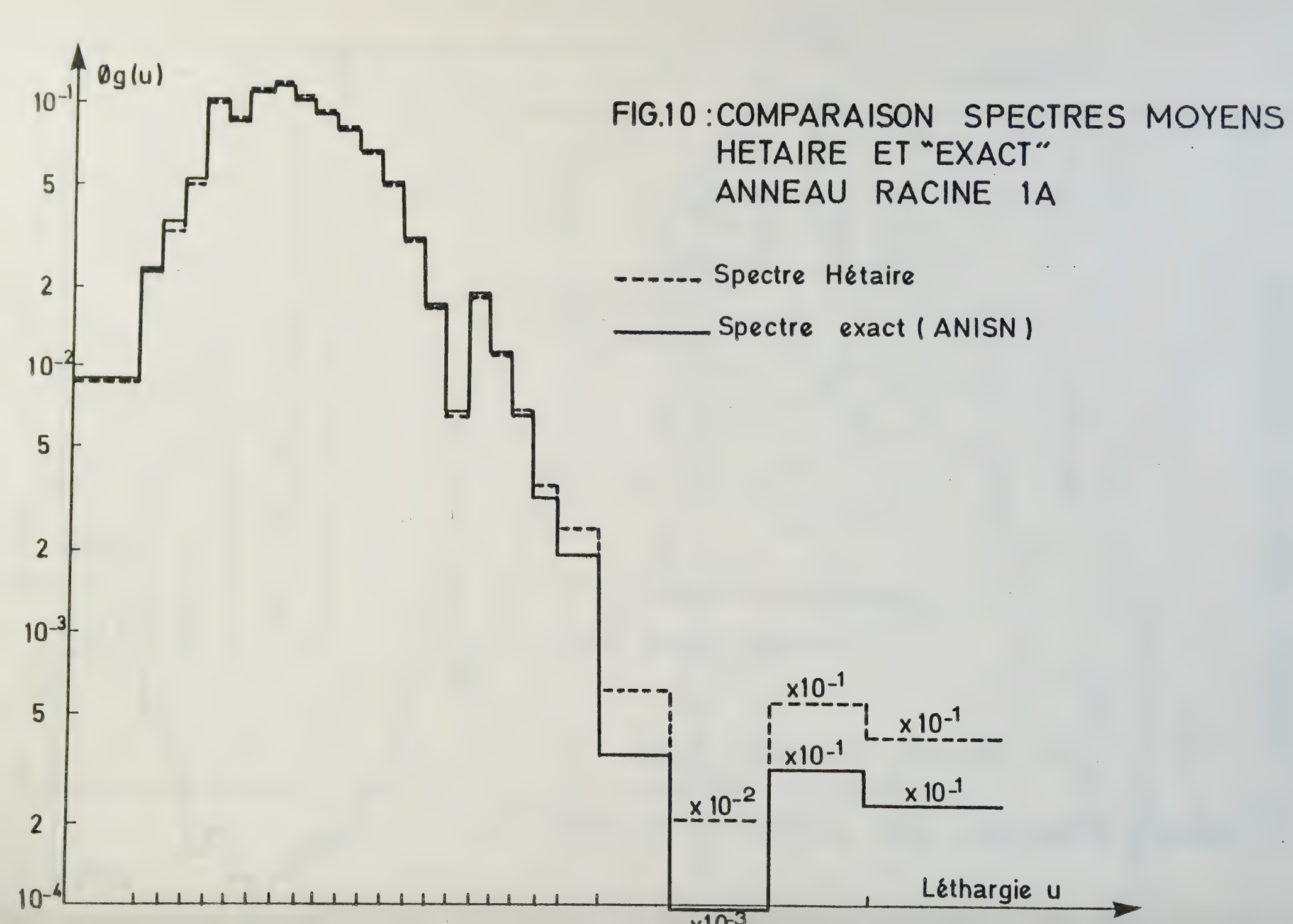


FIG.10 : COMPARAISON SPECTRES MOYENS HETAIRE ET "EXACT" ANNEAU RACINE 1A

------ Spectre Hétaire

——— Spectre exact (ANISN)

Fig.11: SPECTRE DU LAPLACIEN B^2g (u)
PAVÉ CENTRAL RACINE 1 A.
CALCUL ANISN

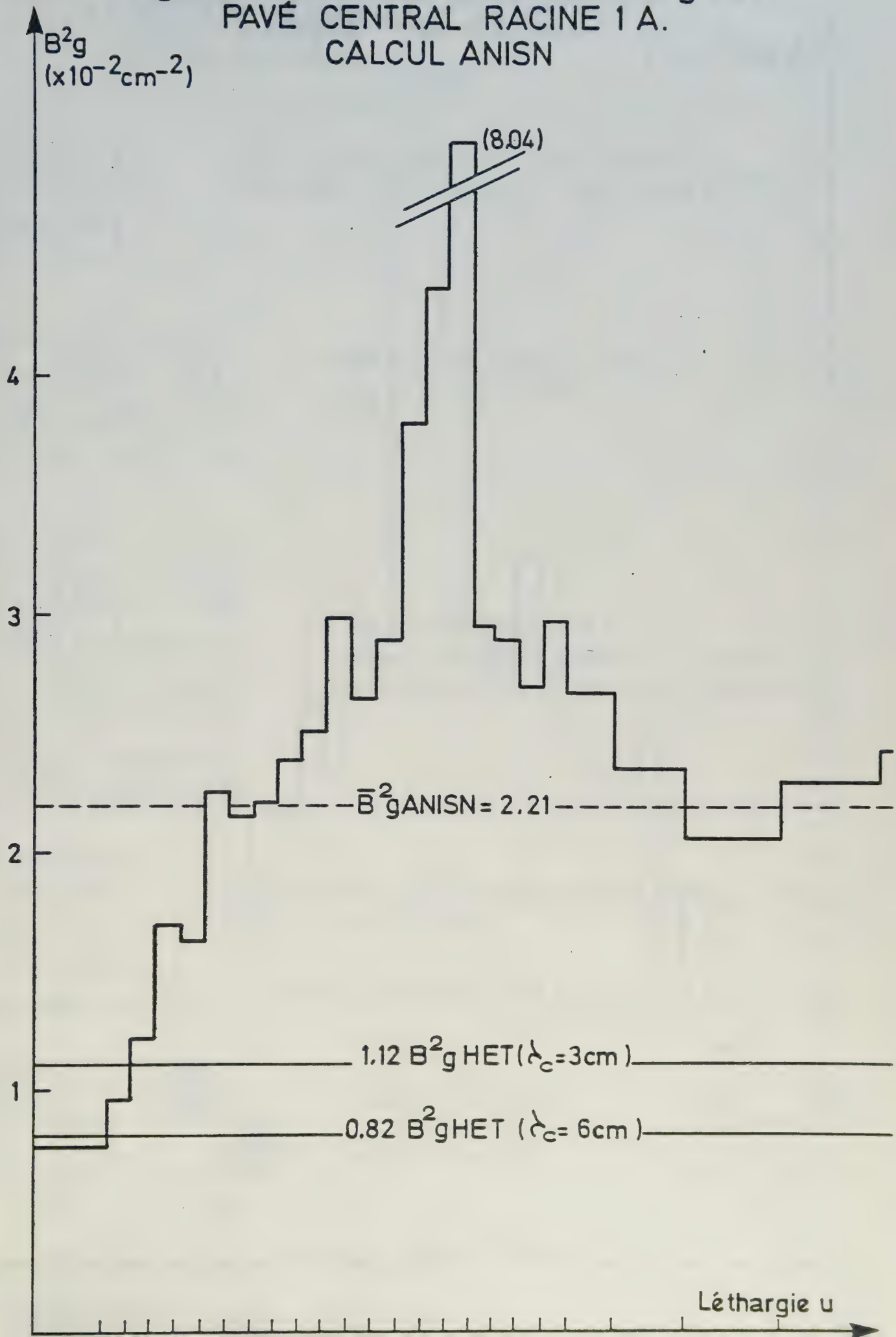


Fig.12: SPECTRE DU LAPLACIEN B^2_g (u)

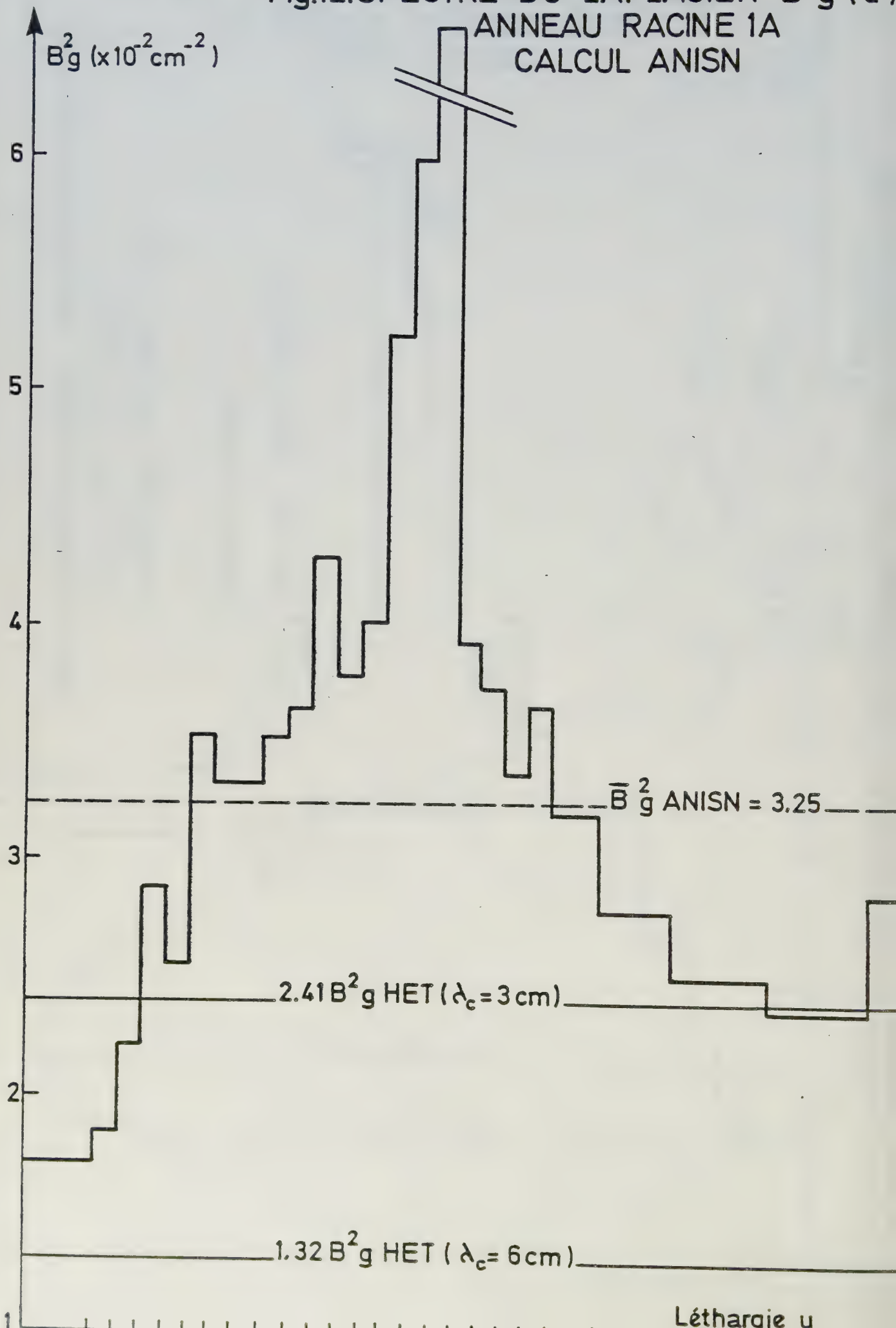


FIG.13 à 17: CELLULES UTILISEES DANS PRE_RACINE

Na	UO_2
UO_2	Na

FIG. 13: CELLULE "CRI" ET CELLULE "COUVERTURE AXIALE" UO_2 A 0,4% ^{235}U.

Na	$(UPu)O_2$	Na	UO_2 nat
$(UPu)O_2$	Na	$(UPu)O_2$	Na

FIG. 14: CELLULE "ZONA 1" UO_2 A 0,7 % d'^{235}U

Na	Fe_2O_3	Na	Fe_2O_3
U 30%	Na	U 30%	Na
Na	Fe_2O_3	Na	Fe_2O_3
U 30%	Na	U app	Na

FIG. 15: CELLULE "R 1"
U30% = URANIUM ENRICHI A 30% d'^{235}U.
U app = URANIUM APPAUVRI A 0.4% d'^{235}U.

UO_2	UO_2
UO_2	UO_2

FIG. 16: CELLULE "COUVERTURE RADIALE EXTERNE" UO_2 A 0,4% d'^{235}U.

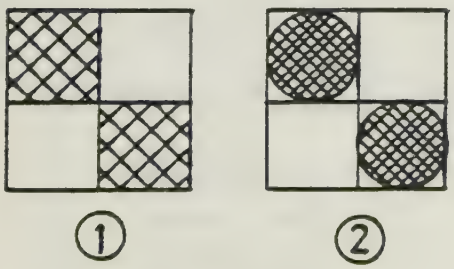


FIG. 17:

UO_2 (U app)

UO_2 (U nat)

Sodium

① : CRI à réglettes UO_2 carrées.

② : CRI à réglettes UO_2 rondes.

Fig. 18 à 24 - CELLULES UTILISEES dans RACINE 1A

Fig. 18
Cellule CRI

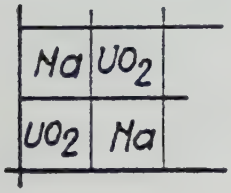


Fig. 19
Cellule à combustible
(UPu)O2 - Réglettes (zona 1)

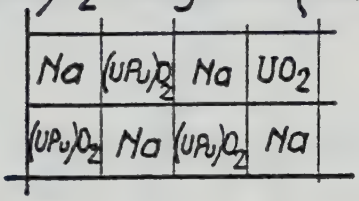


Fig. 20
Cellule à combustible
(UPu)O2 - Plaquettes (zone 1K)

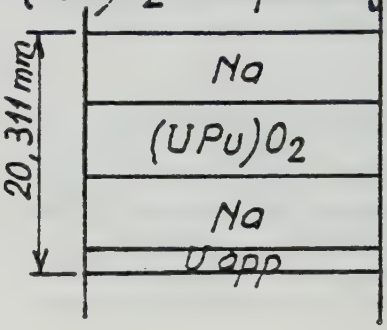


Fig. 21
Cellule à combustible
U30% - Réglette (R1)

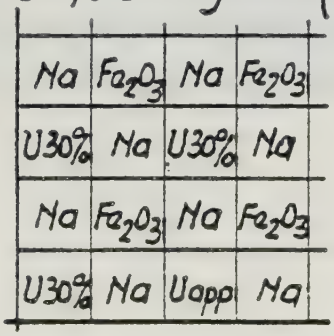


Fig. 22
Cellule Couverture
Axiale - Réglettes

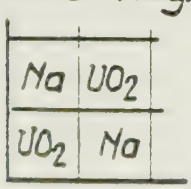


Fig. 23
Cellule couverture Axiale
Plaquettes

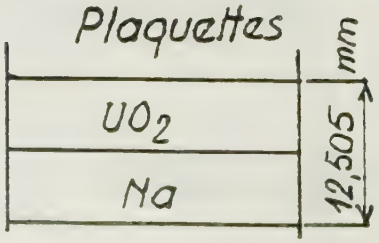
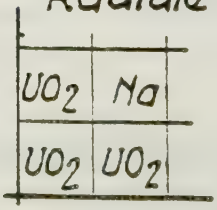


Fig. 24
Cellule couverture
Radiale



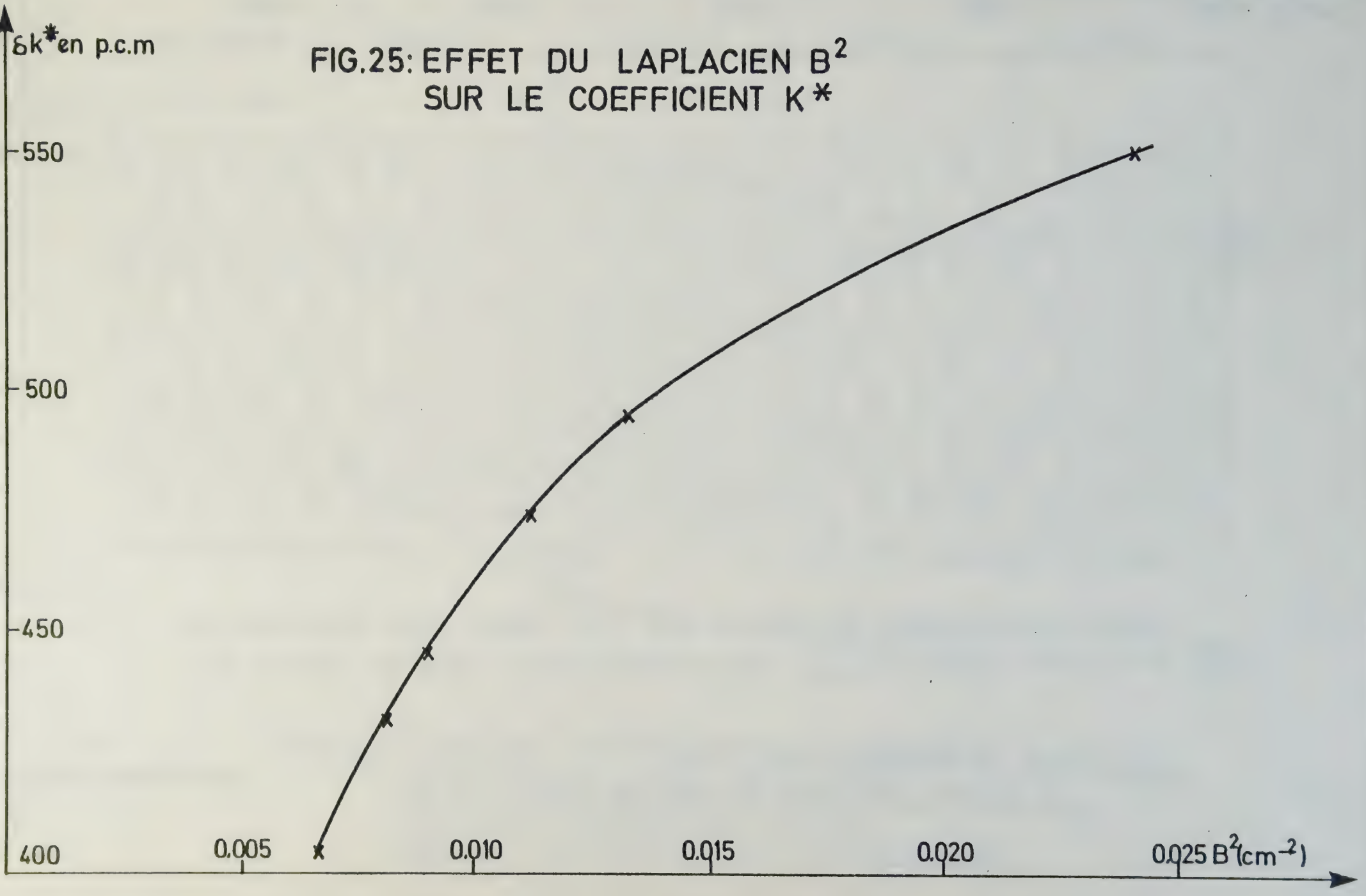
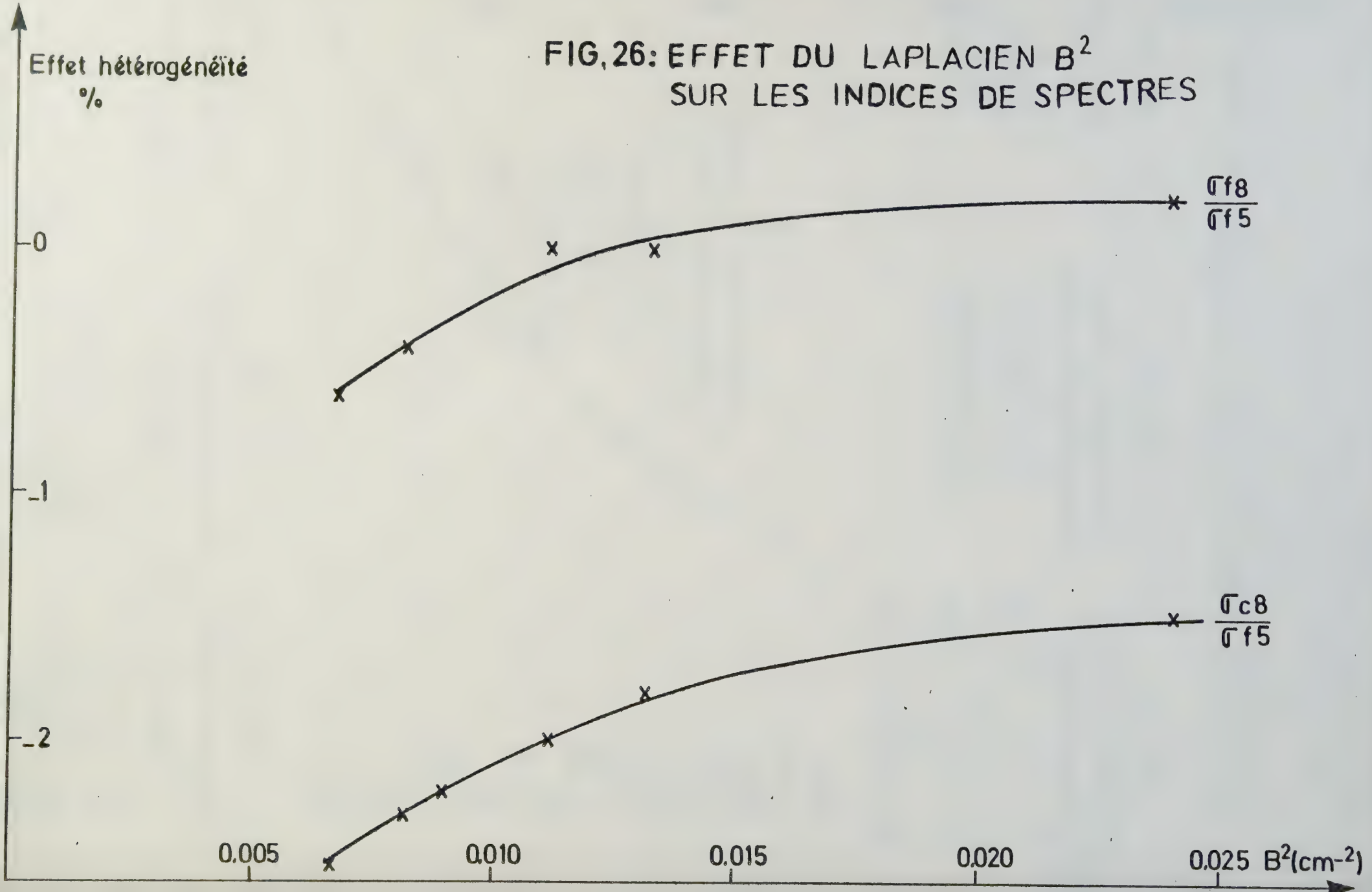
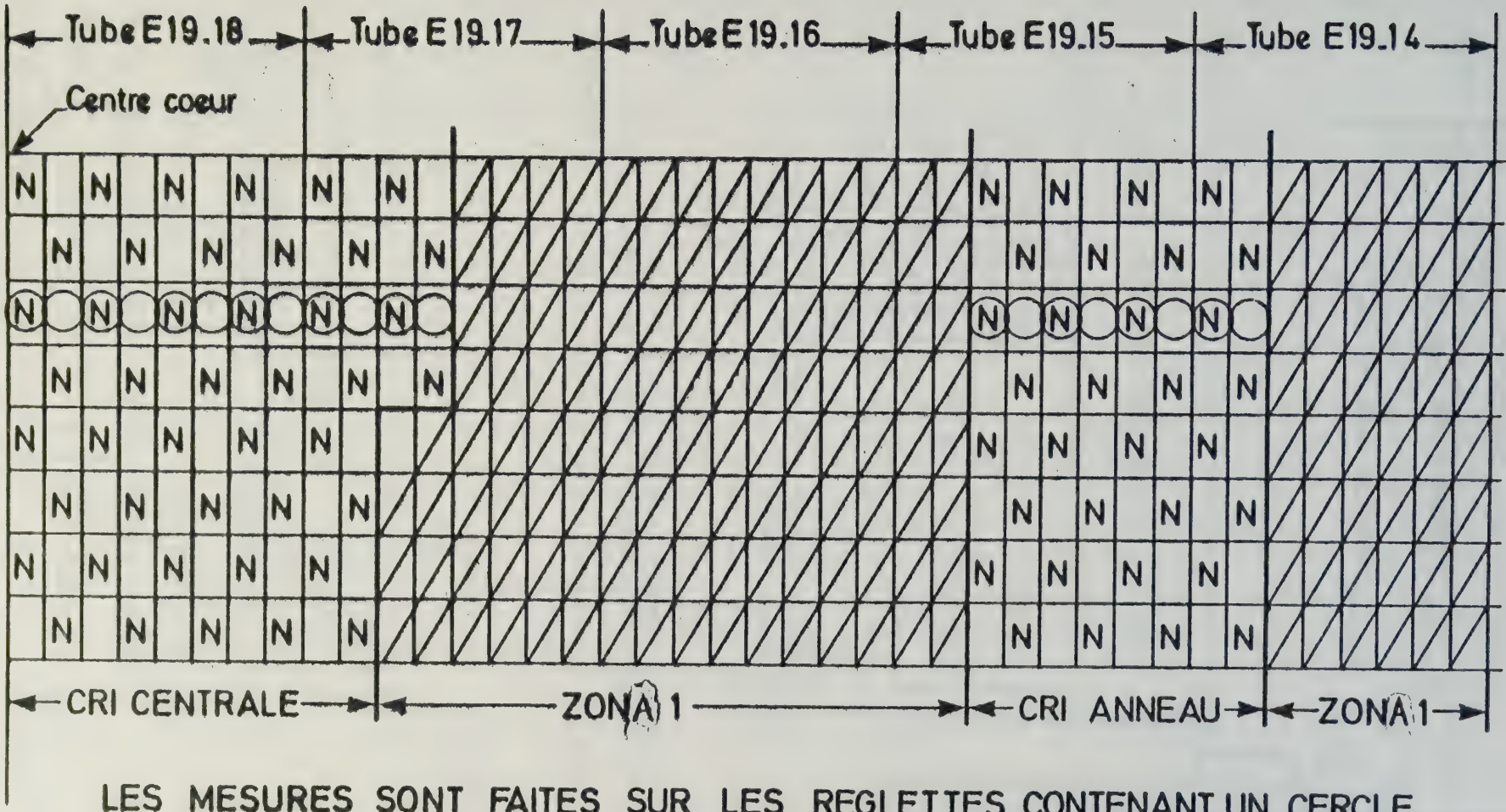


FIG.25: EFFET DU LAPLACIEN B^2 SUR LE COEFFICIENT K*

FIG, 26: EFFET DU LAPLACIEN B^2 SUR LES INDICES DE SPECTRES



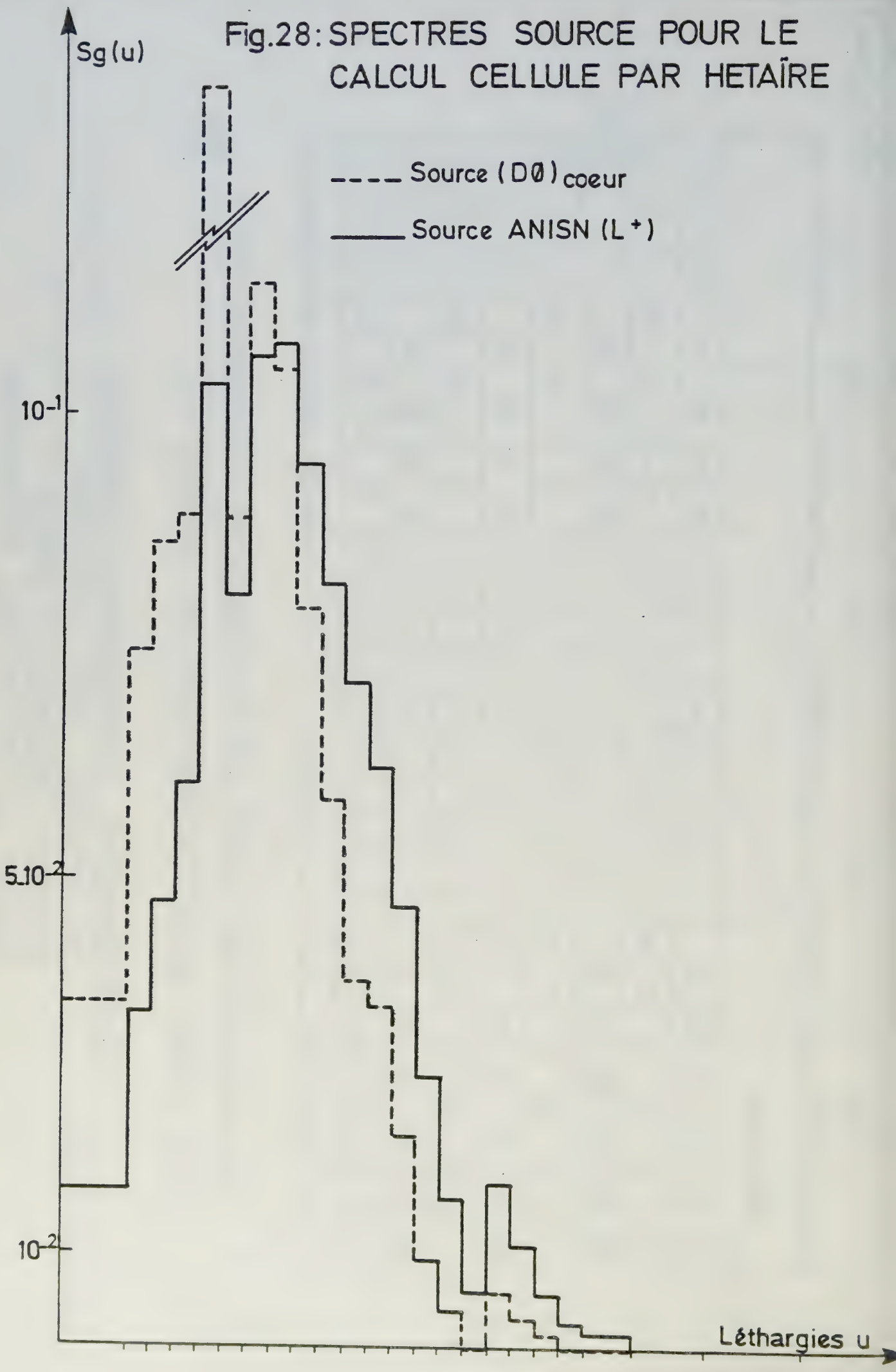


LES MESURES SONT FAITES SUR LES REGLETTES CONTENANT UN CERCLE.

LES CARRES BLANCS REPRESENTENT LES COLONNES UO_2.

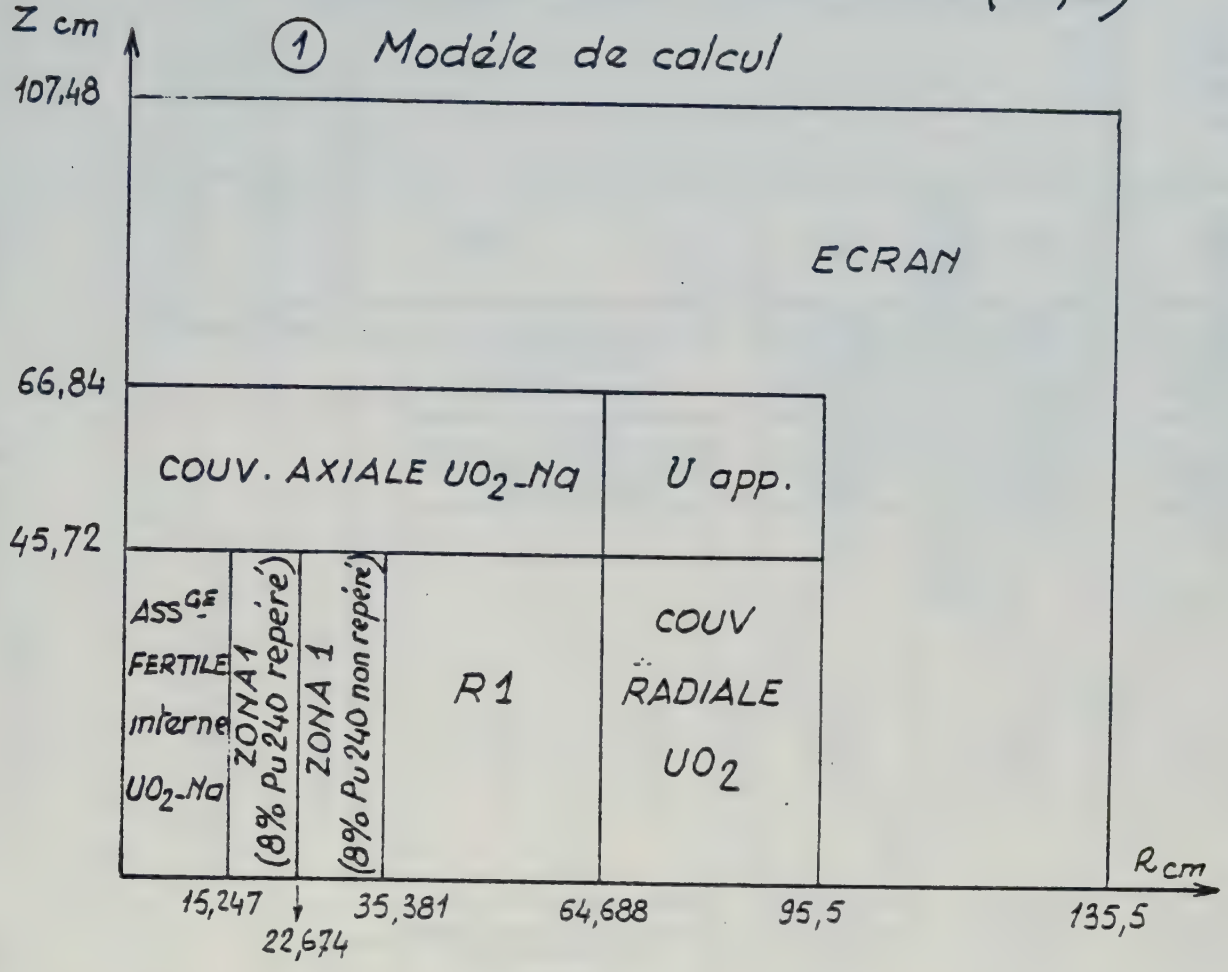
FIG. 27: TRAVERSE EXPERIMENTALE D'INDICES DE SPECTRE DANS LES ZONES FERTILES INTERNES DU COEUR RACINE 1A. POSITION DES DETECTEURS.

Fig.28: SPECTRES SOURCE POUR LE CALCUL CELLULE PAR HETAÏRE

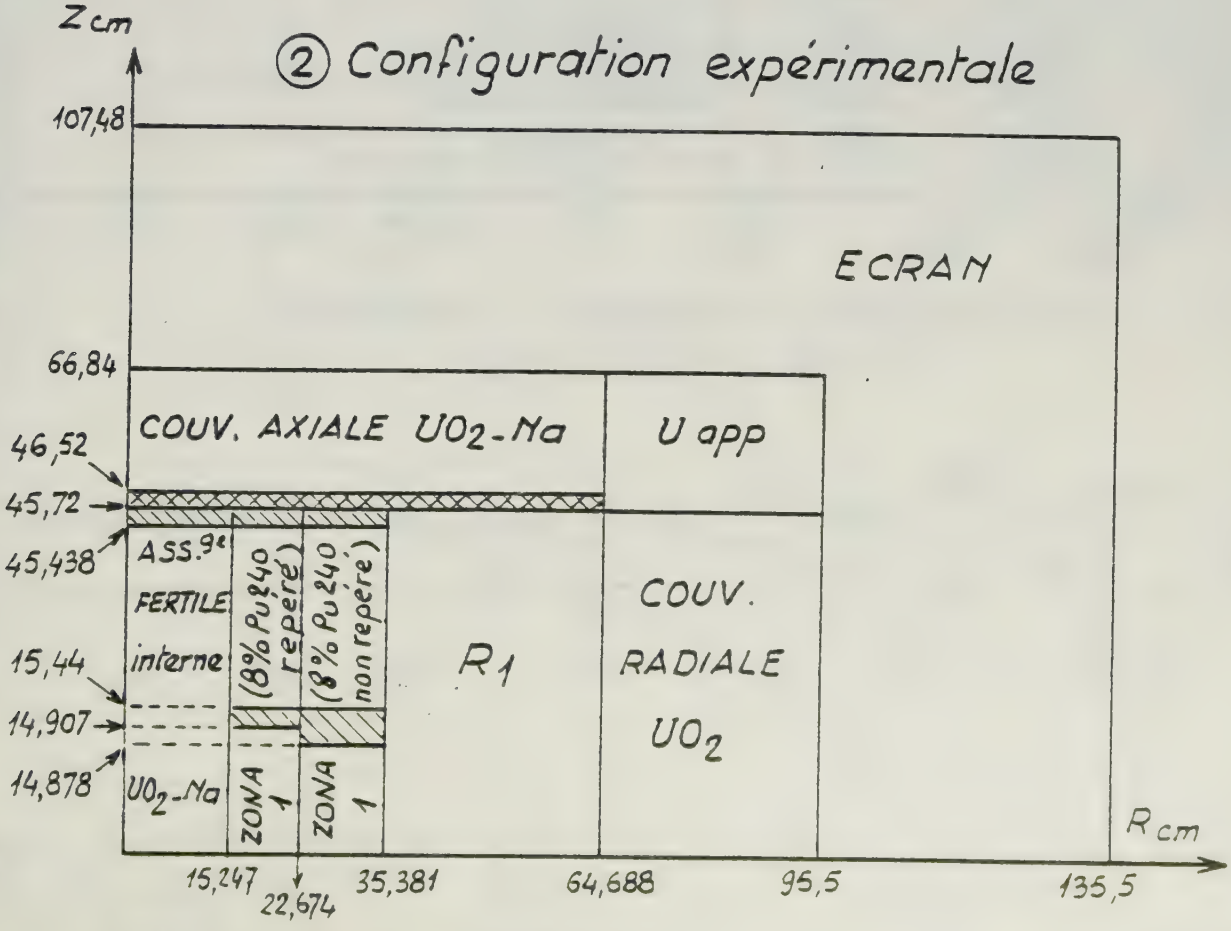


PRÉ-RACINE : Schémas (R, Z)

① Modèle de calcul



② Configuration expérimentale



Diffuseur Zone de bouchons

Fig. 29

FIG.29bis: SCHEMA DE PHENIX DEMARRAGE (R Z)

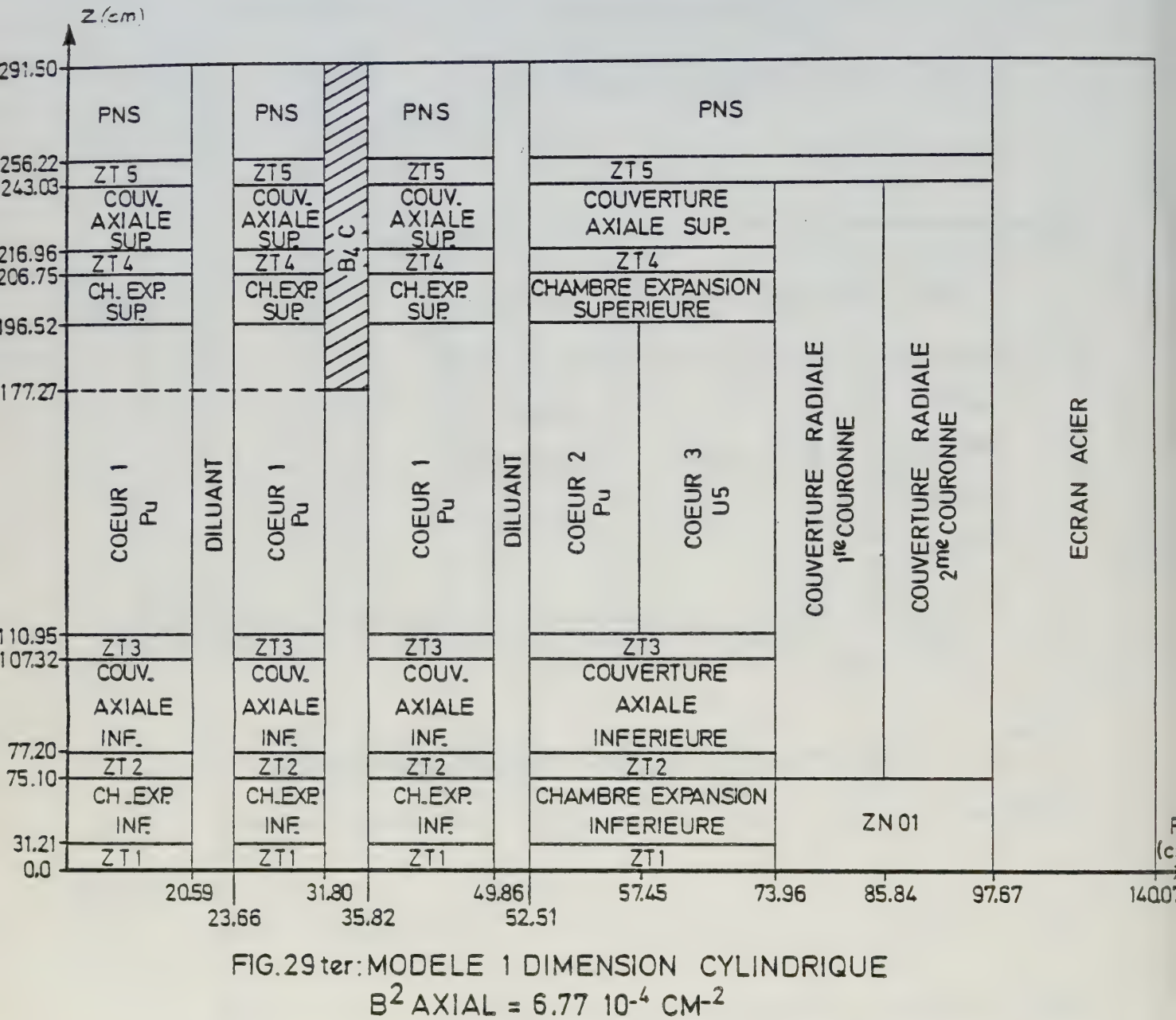
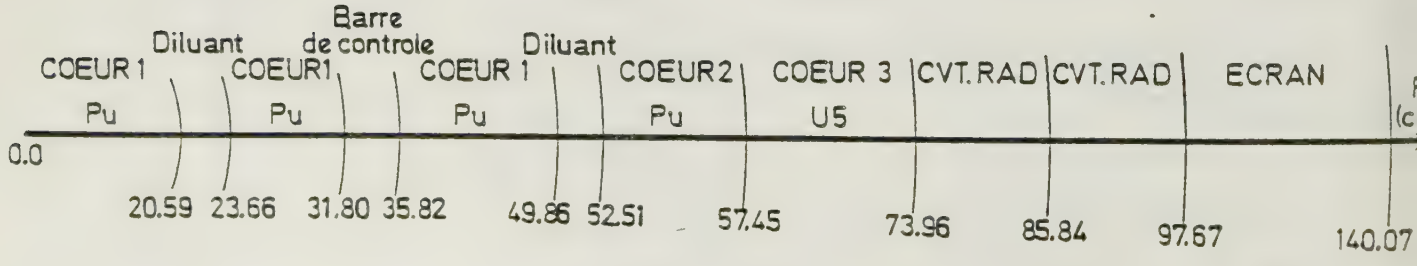


FIG.29 ter: MODELE 1 DIMENSION CYLINDRIQUE

B^2 AXIAL = 6.77 10^{-4} CM^{-2}



SPECTRES DE PONDERATION UTILISÉS DANS LES COUVERTURES

Fig. 30

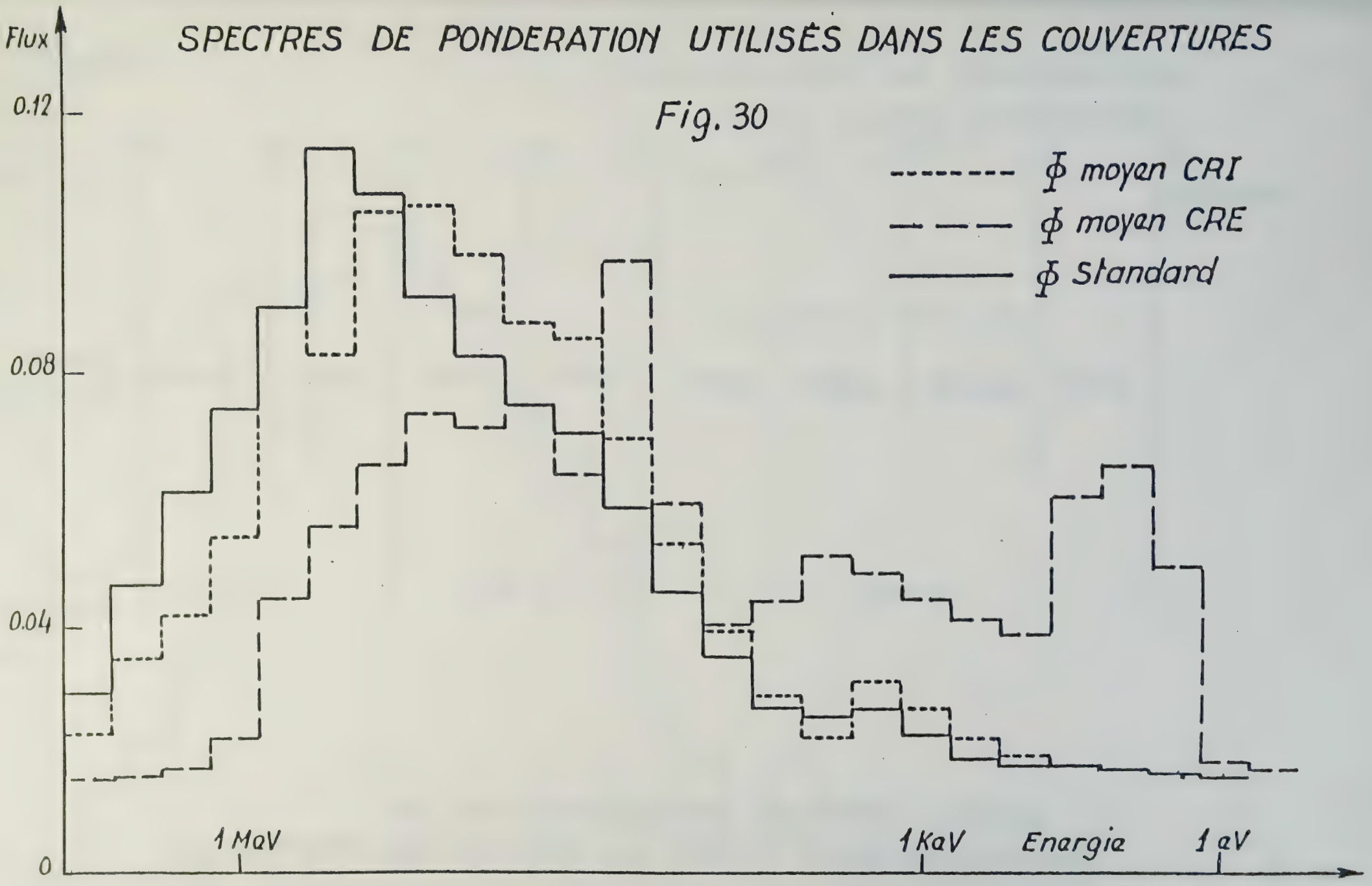
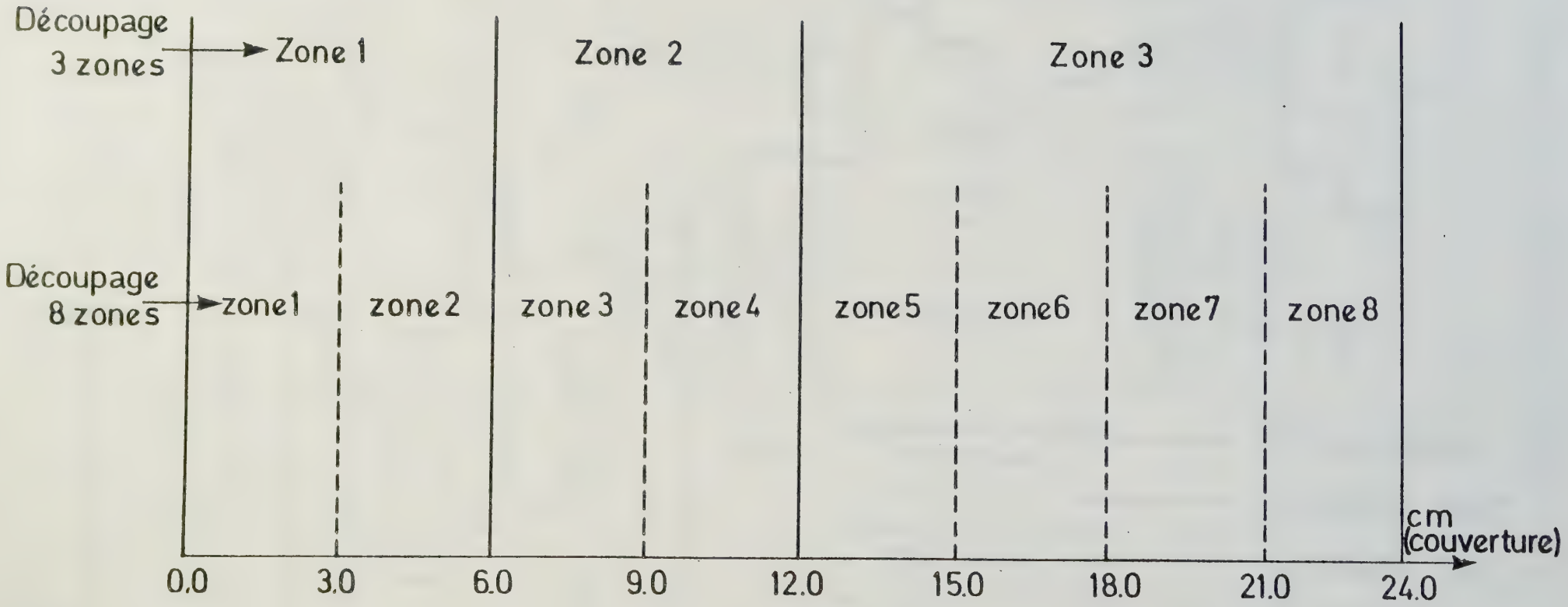


FIG.30bis: DECOUPAGE EN ZONES DE PONDERATION
DE LA COUVERTURE RADIALE PHENIX.



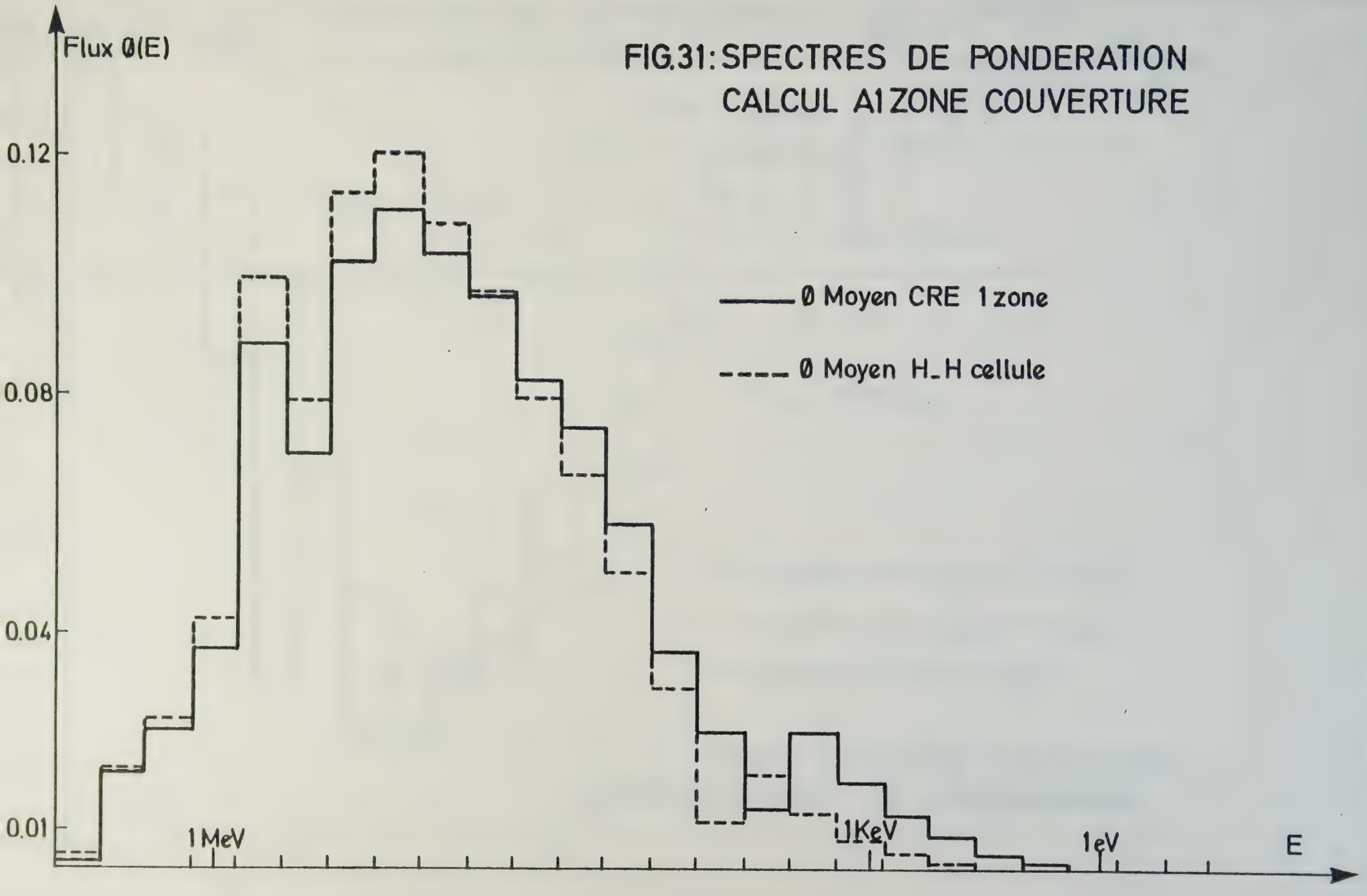


FIG.31: SPECTRES DE PONDERATION
CALCUL A1 ZONE COUVERTURE
Flux Ø(E)
0.12
0.08
0.04
0.01
Ø Moyen CRE 1 zone
Ø Moyen H_H cellule
1 MeV
1 KeV
1 eV
E

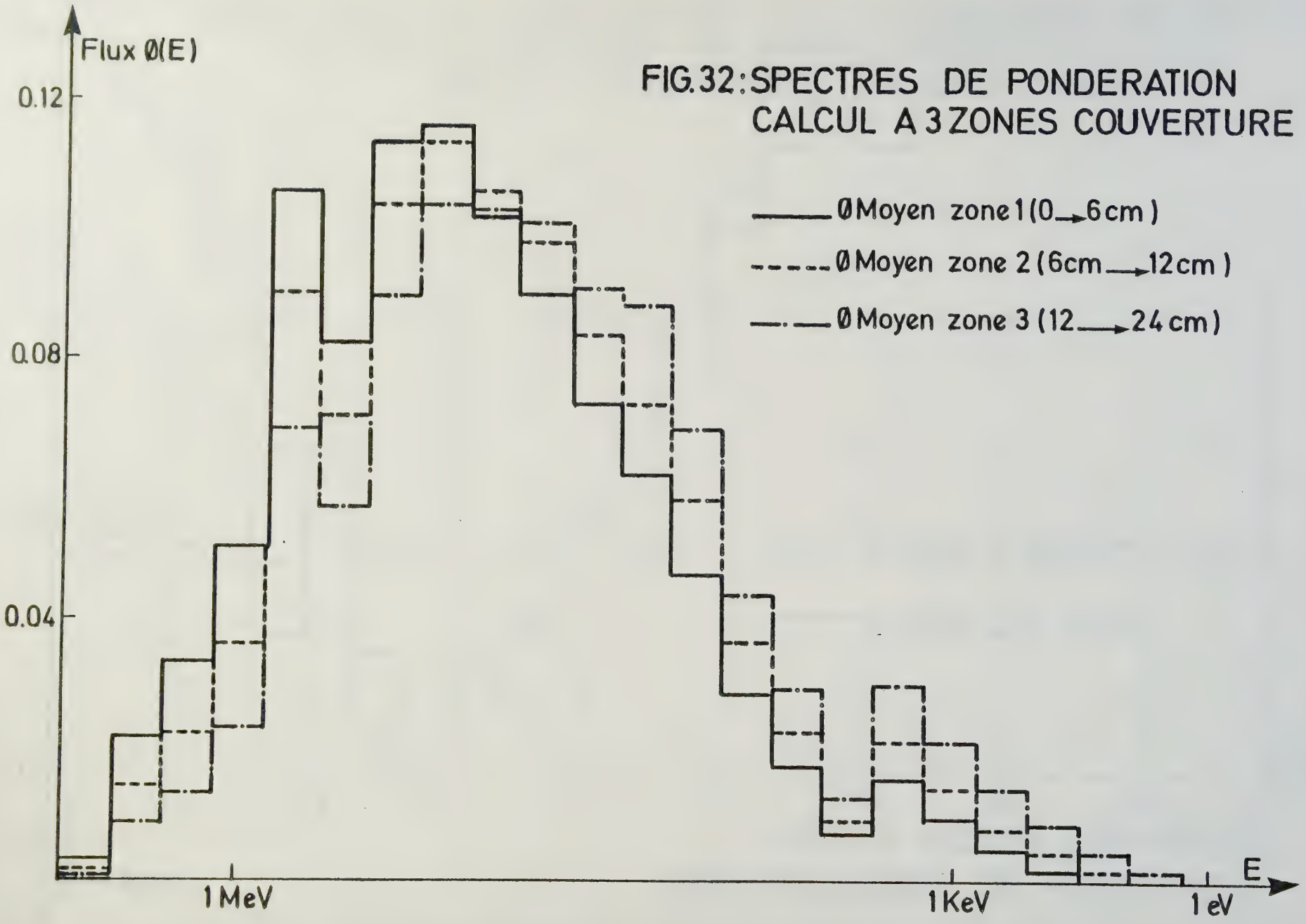
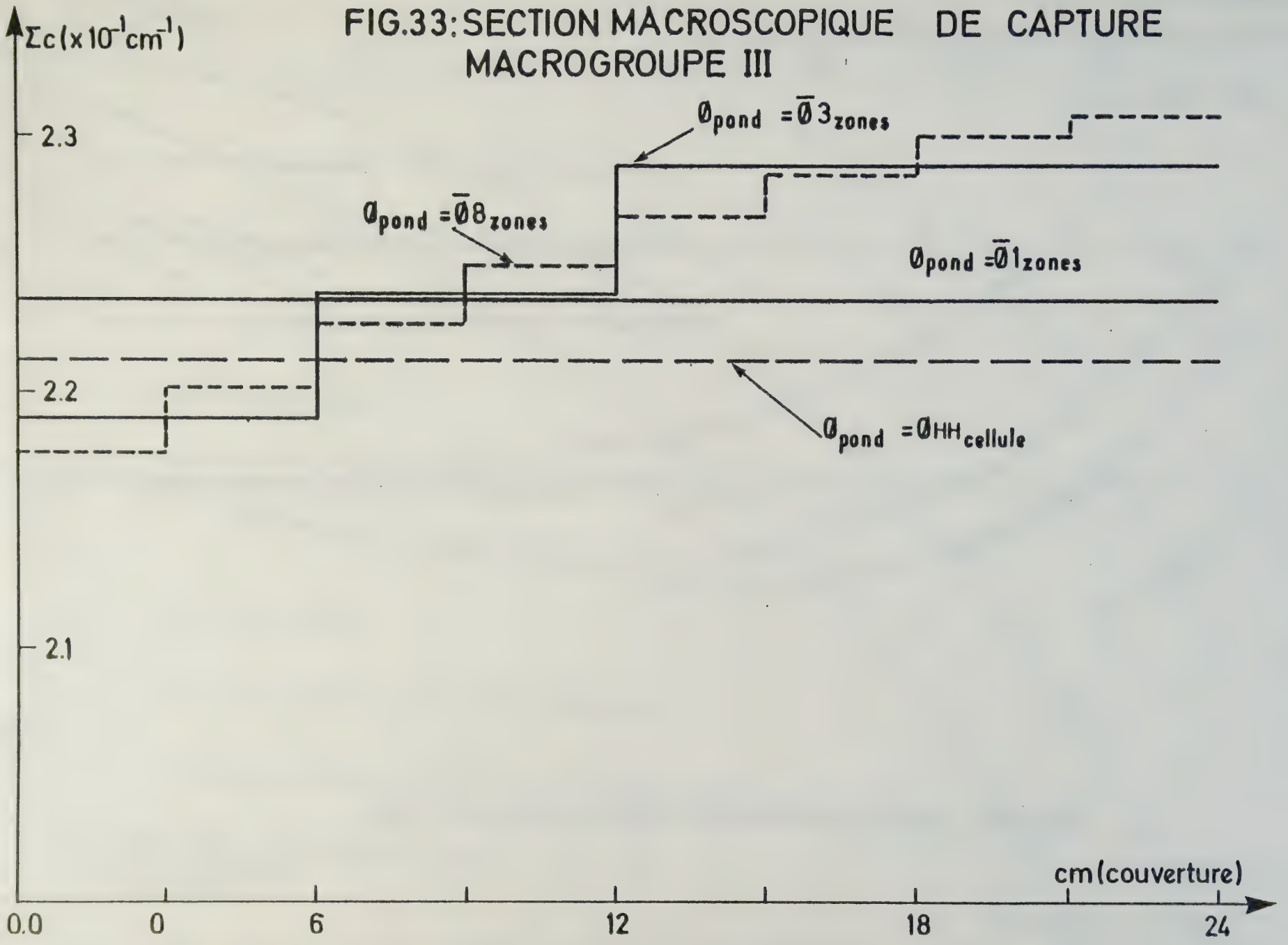

Flux Ø(E)
0.12
0.08
0.04
FIG.32: SPECTRES DE PONDERATION
CALCUL A 3 ZONES COUVERTURE
Ø Moyen zone 1 (0 → 6 cm)
Ø Moyen zone 2 (6cm → 12cm)
Ø Moyen zone 3 (12 → 24 cm)
1 MeV
1 KeV
1 eV
E

FIG.33: SECTION MACROSCOPIQUE DE CAPTURE MACROGROUPE III



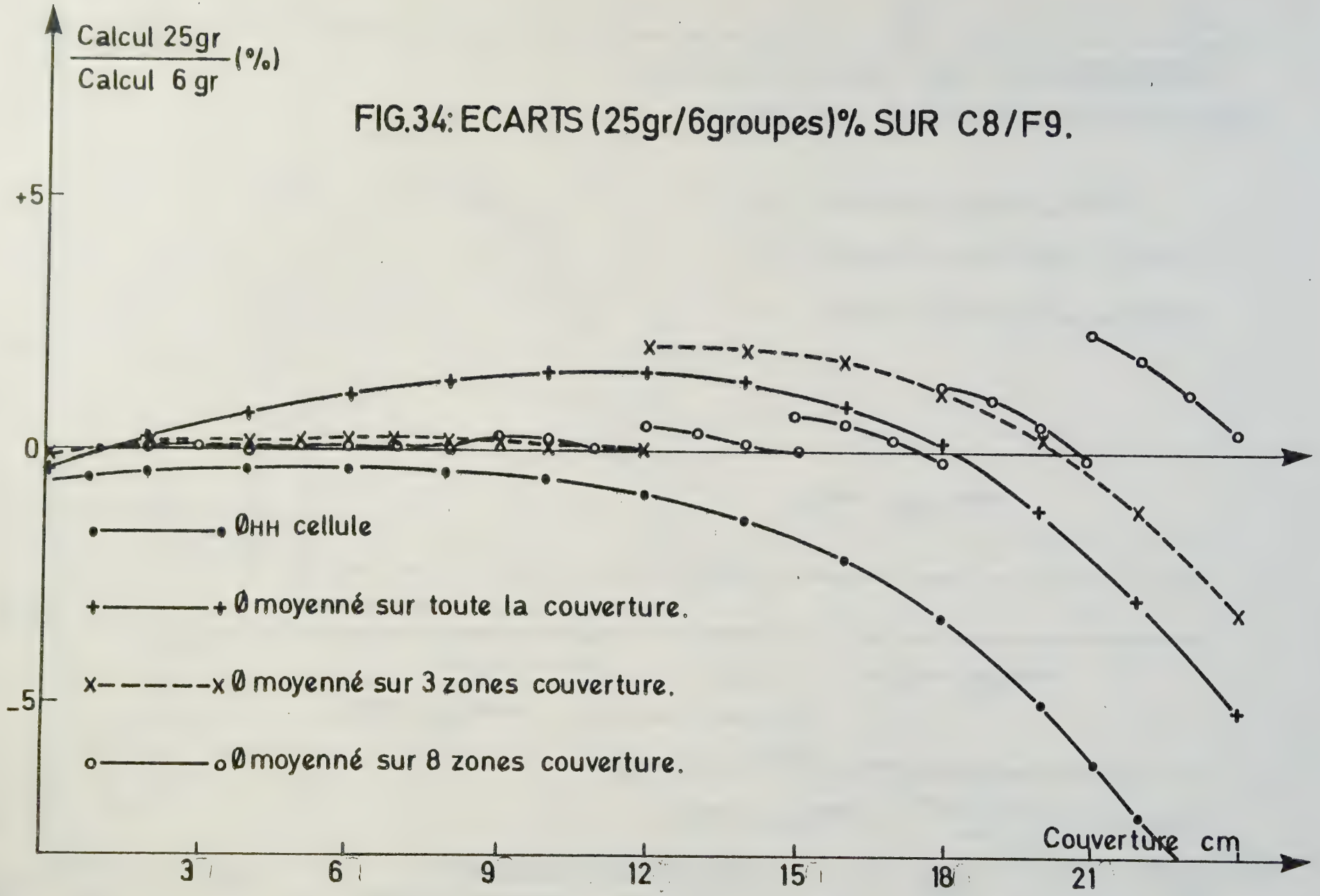


FIG.34: ECARTS (25gr/6groupes)% SUR C8/F9.

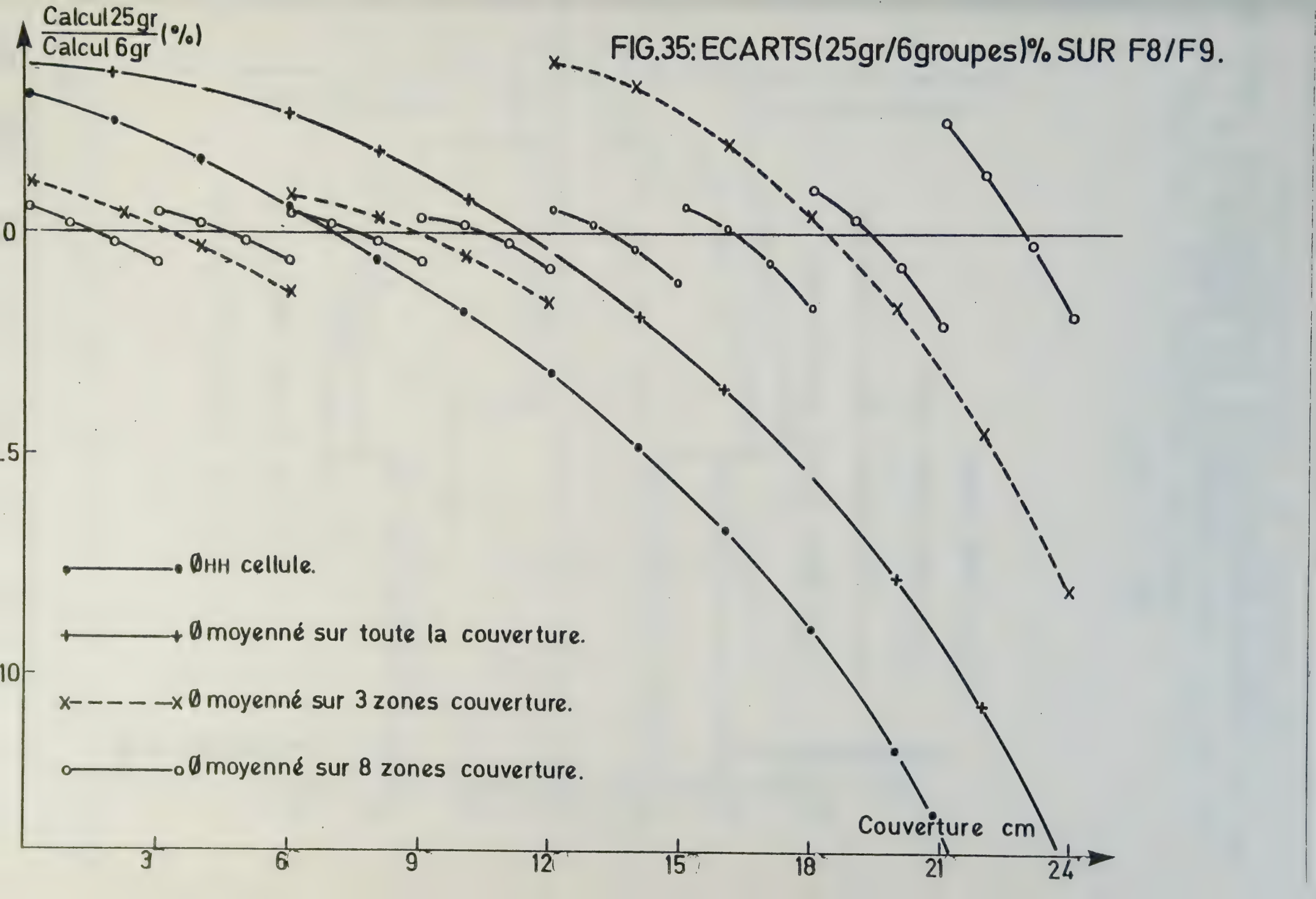

Calcul 25gr / Calcul 6gr (%)
FIG.35: ECARTS (25gr/6groupes)% SUR F8/F9.
0
5
10
Ø HH cellule.
Ø moyenné sur toute la couverture.
Ø moyenné sur 3 zones couverture.
Ø moyenné sur 8 zones couverture.
Couverture cm
3
6
9
12
15
18
21
24

FIG.36: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE DIRECTS ET INDIRECTS DU RAPPORT R1 A LA SECTION EFFICACE DE CAPTURE DE L'U 238.

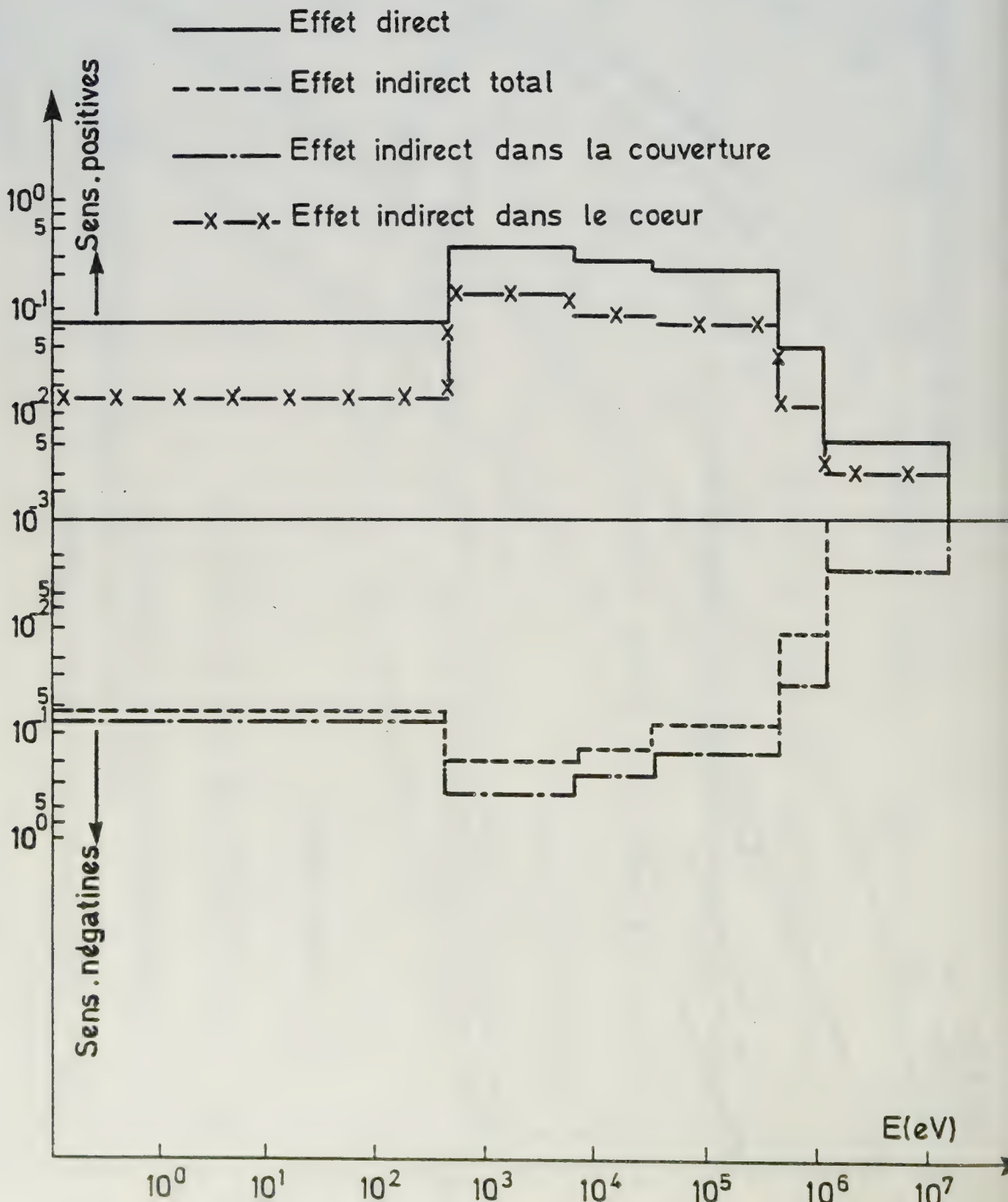


FIG.37: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE DIRECTS ET INDIRECTS DU RAPPORT R1 AUX SECTIONS EFFICACES DU Pu 239.

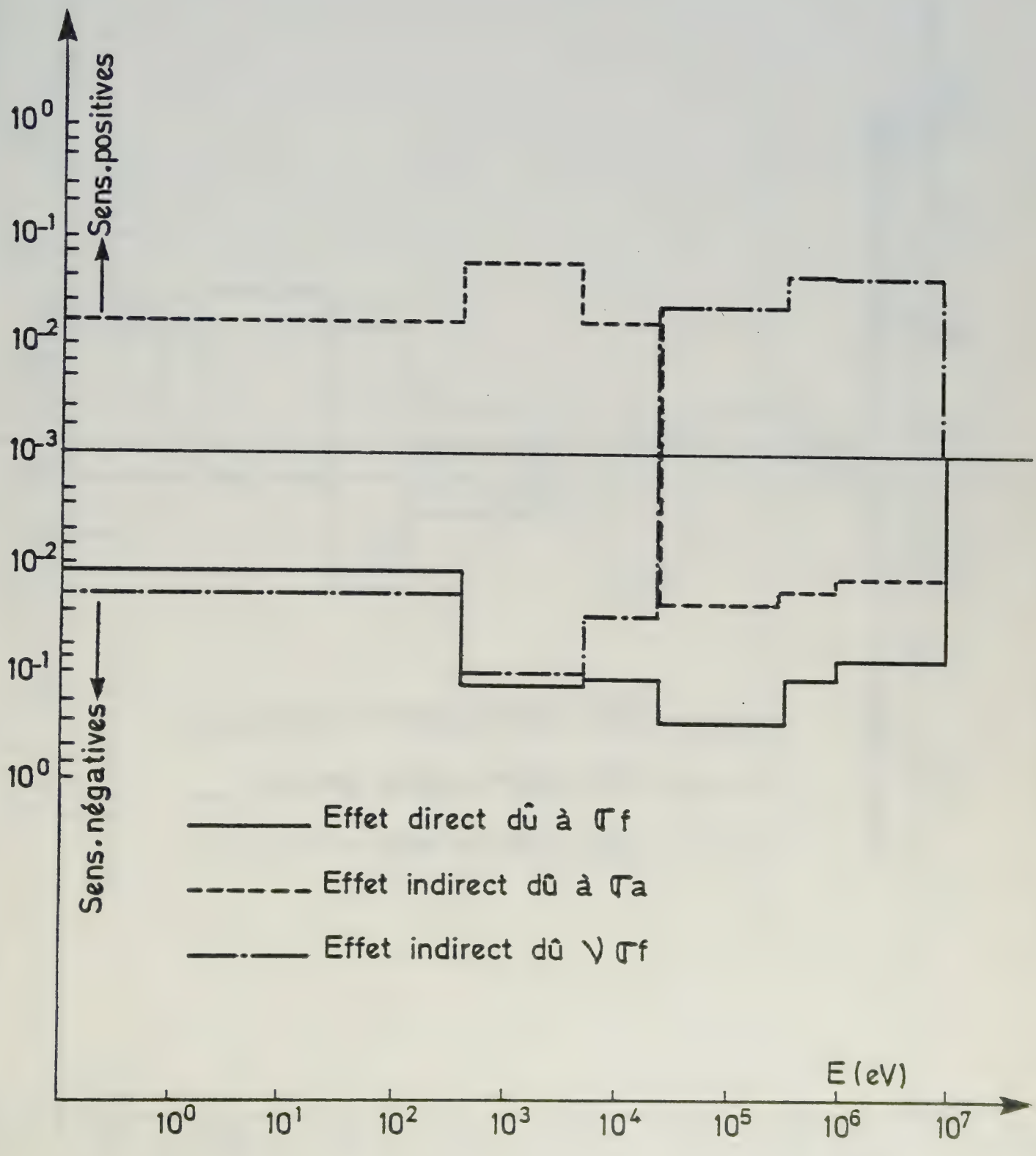


FIG.38: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU RAPPORT R1 AU RALENTISSEMENT ELASTIQUE SUR L'OXYGENE.

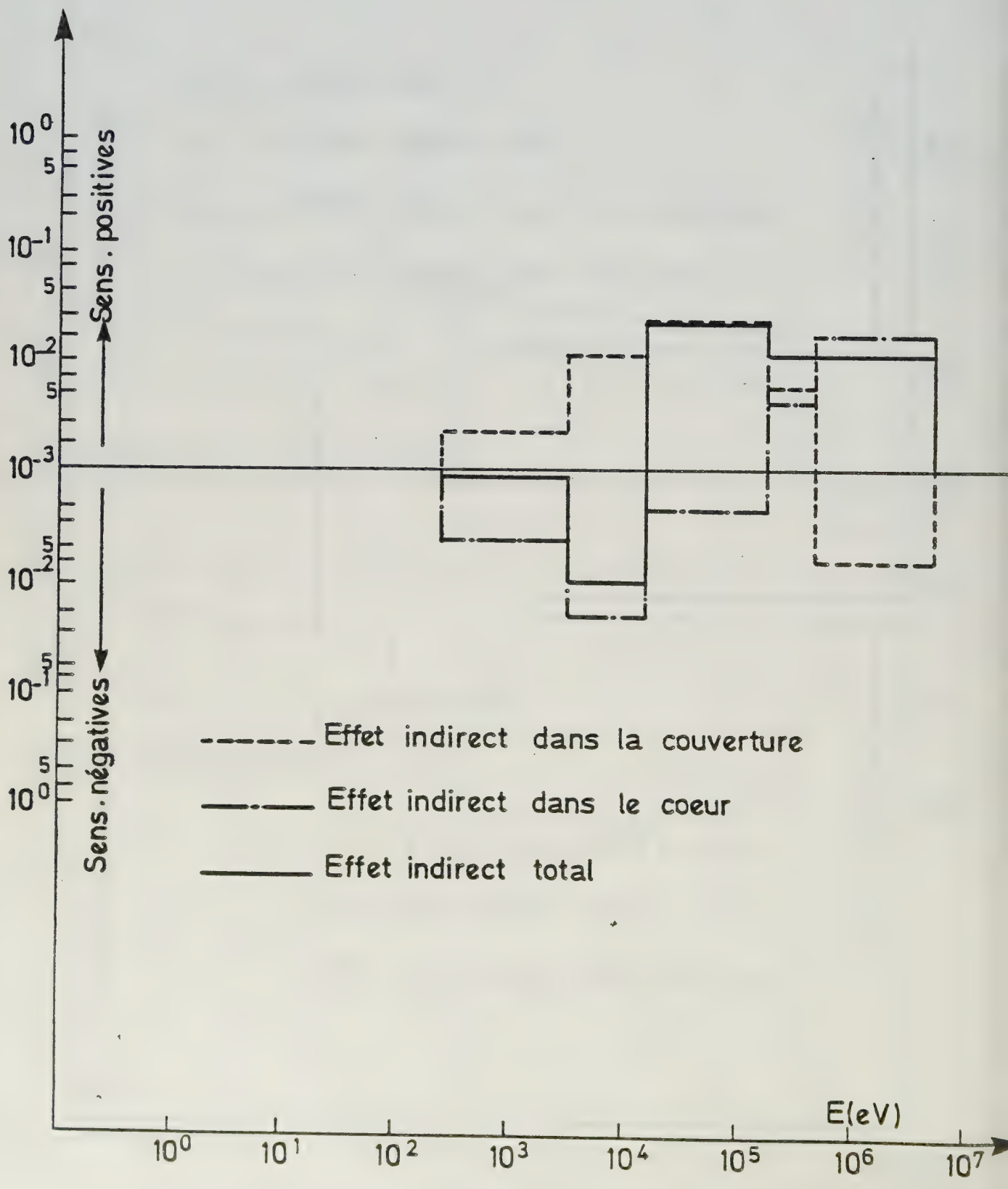


FIG.39: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU RAPPORT R_1 AU RALENTISSEMENT ELASTIQUE SUR LE FER.

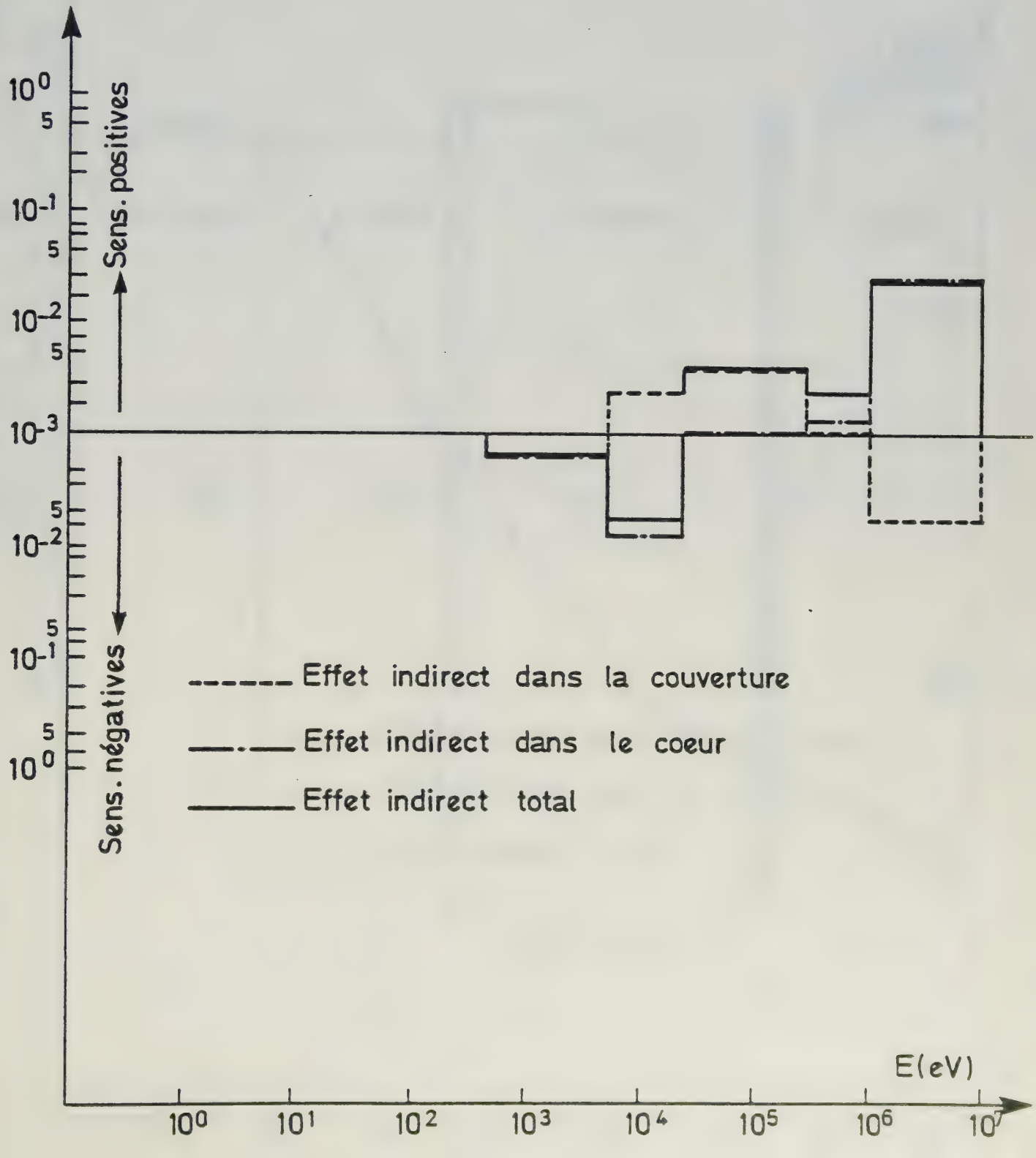


Fig.39 bis: FONCTION IMPORTANCE
(Calcul du GRE)

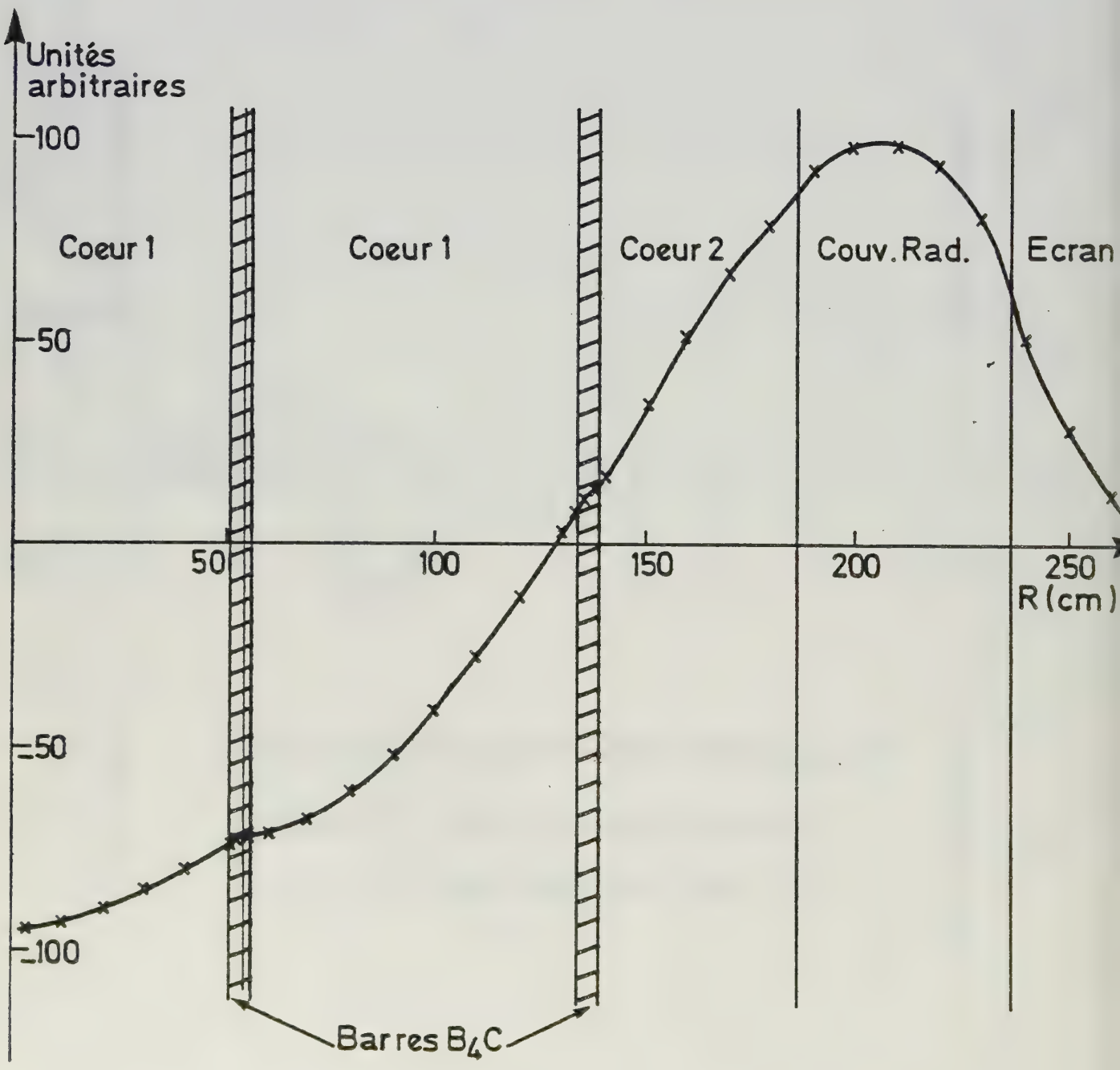


FIG.40: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU RAPPORT F81/F82 A L'ABSORPTION DE L'U238

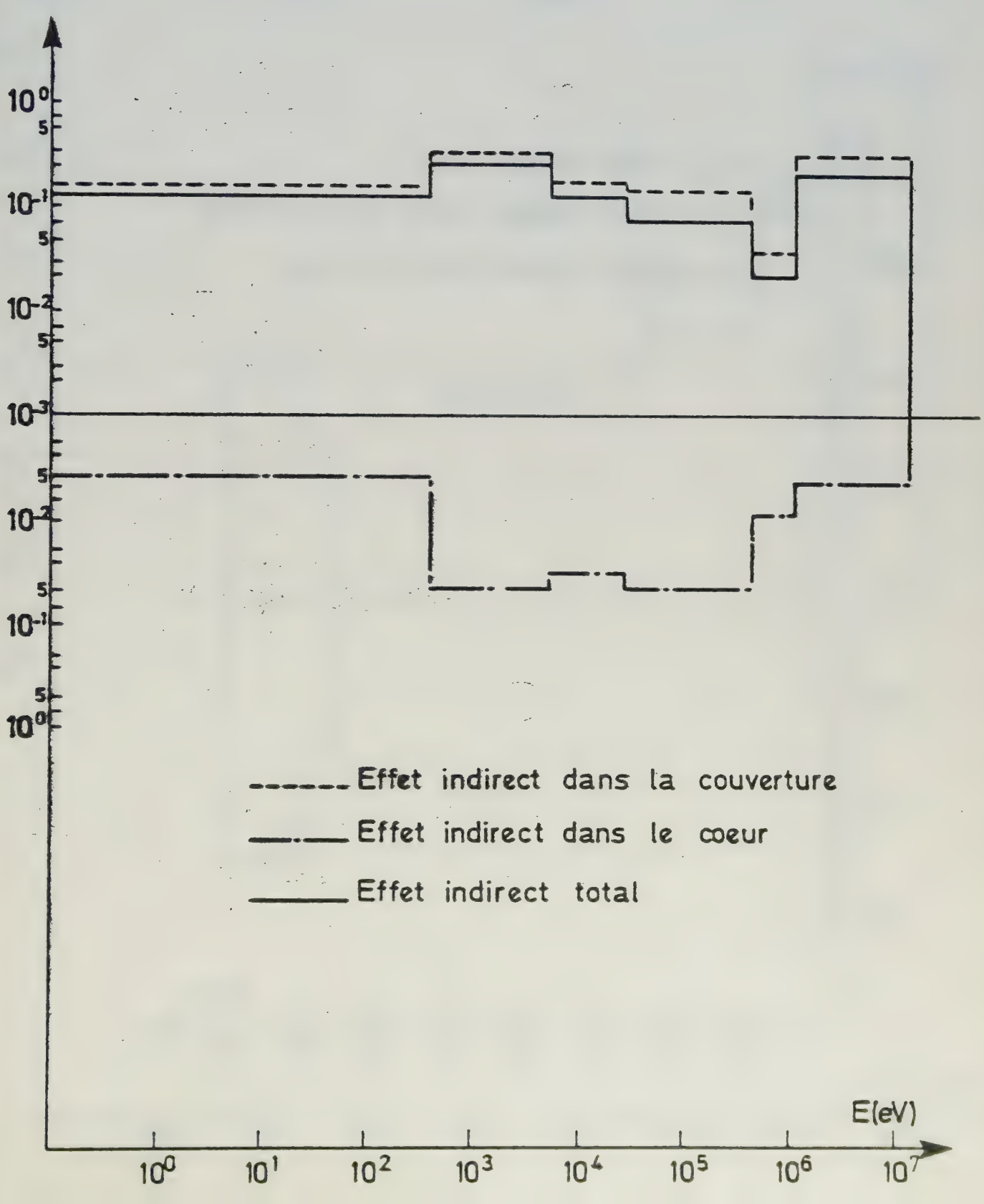


FIG.41: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU RAPPORT $F8_1/F8_2$ (COUVERTURE) A LA PRODUCTION $\nu\sigma_f$ DE L'U238.

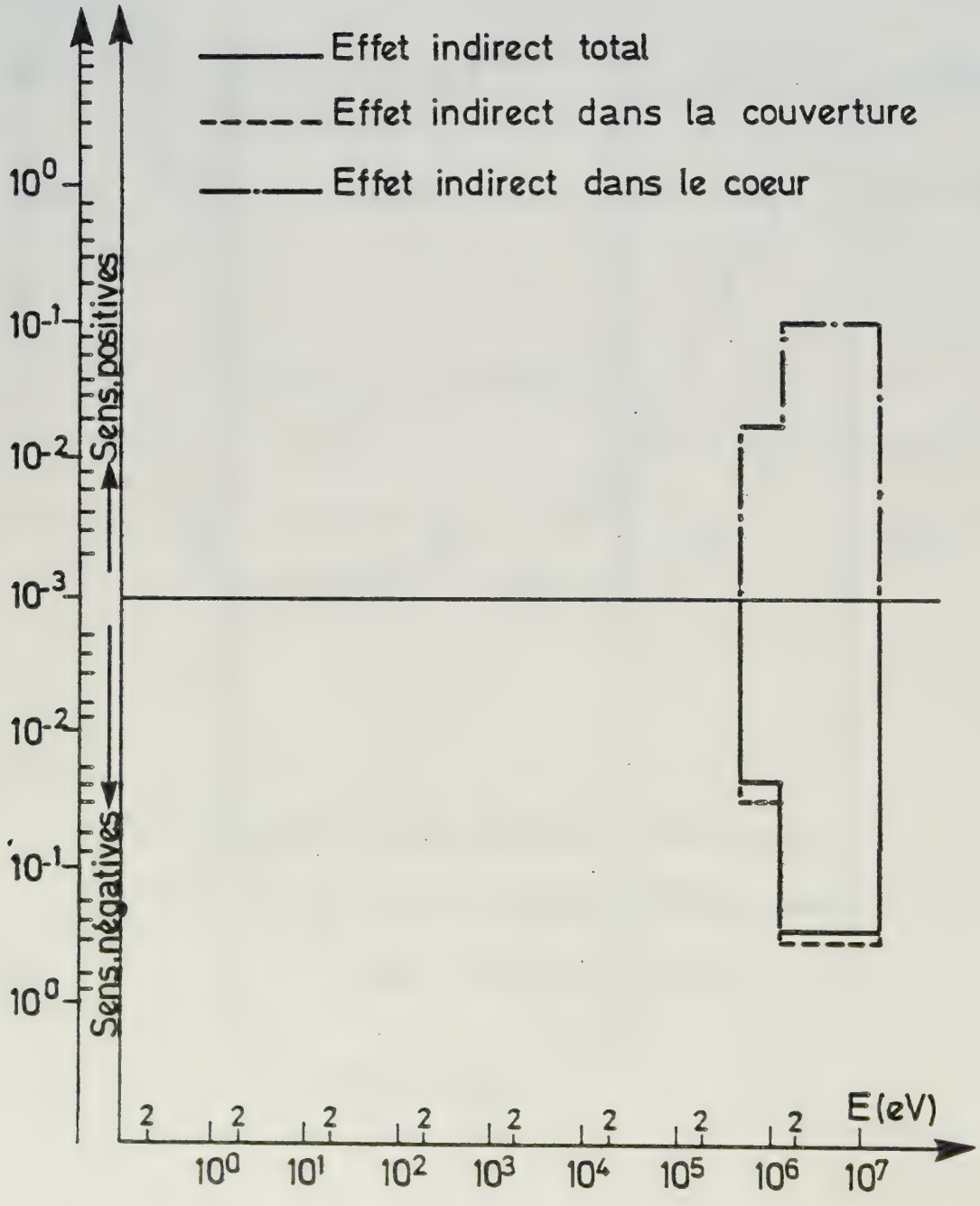


Fig.42: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU TAUX D'ATTENUATION $F8_1/F8_2$ (COUV.RADIALE) AU RALENTISSEMENT INELASTIQUE DE L'U238.

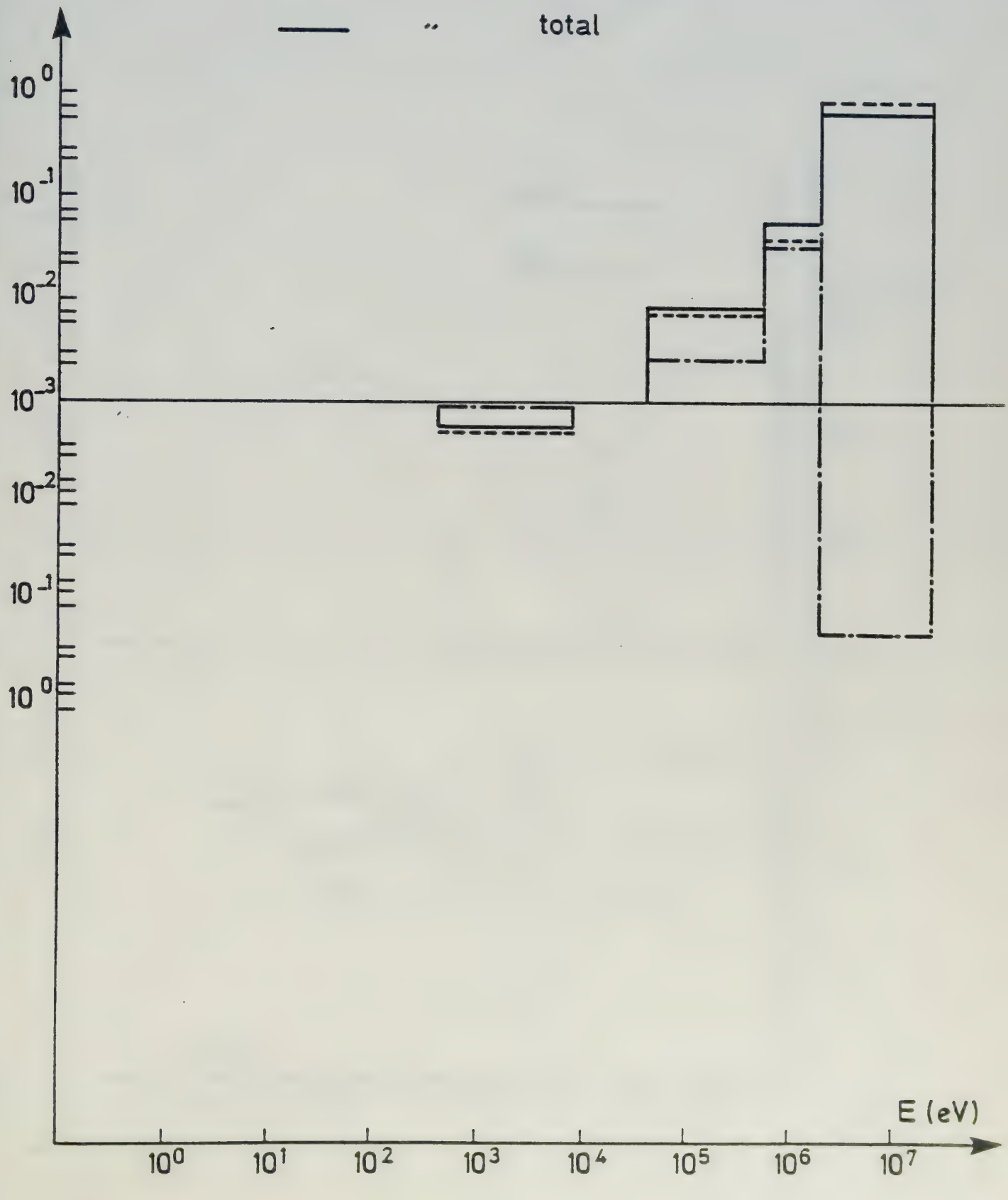


FIG.43: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU RAPPORT $F8_1/F8_2$ (COUVERTURE) AUX SECTIONS EFFICACES DU Pu 239.

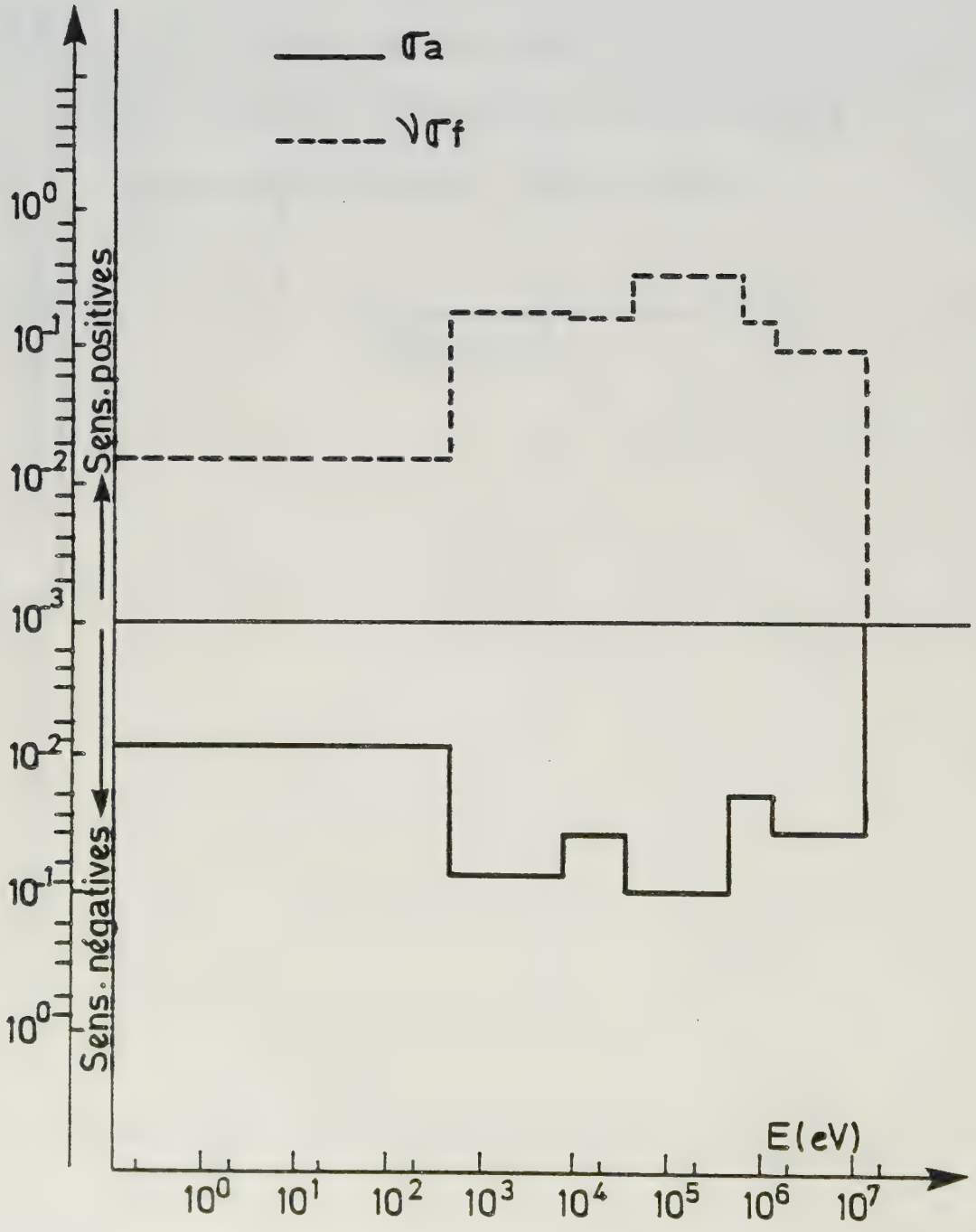


FIG.44: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DU RAPPORT F81/F82 (COUVERTURE) AU RALENTISSEMENT ELASTIQUE PAR L'OXYGENE.

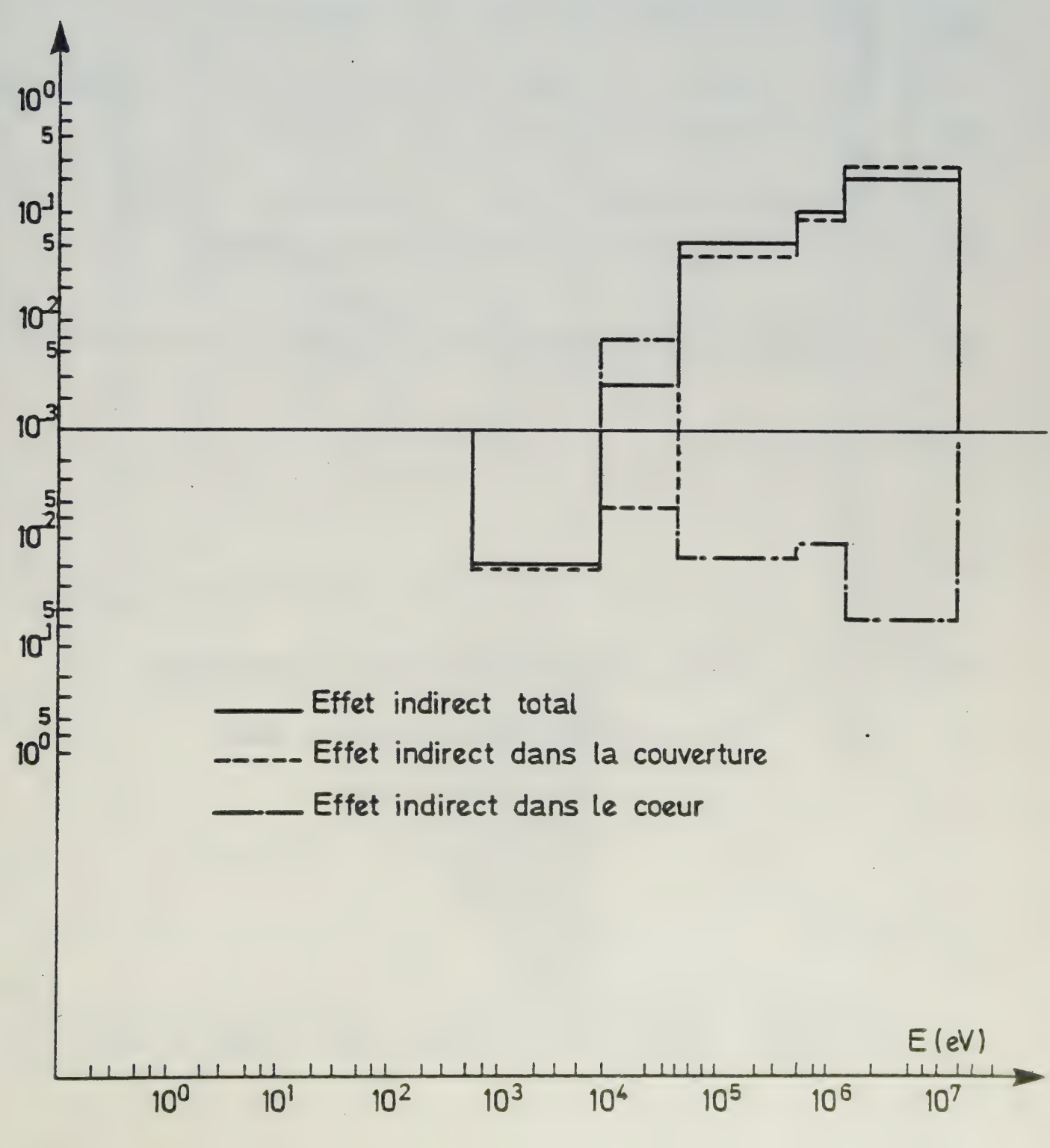


FIG.45: COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS DE L'ATTENUATION F81/F82 (COUVERTURE) AU RALENTISSEMENT ELASTIQUE PAR LE FER.

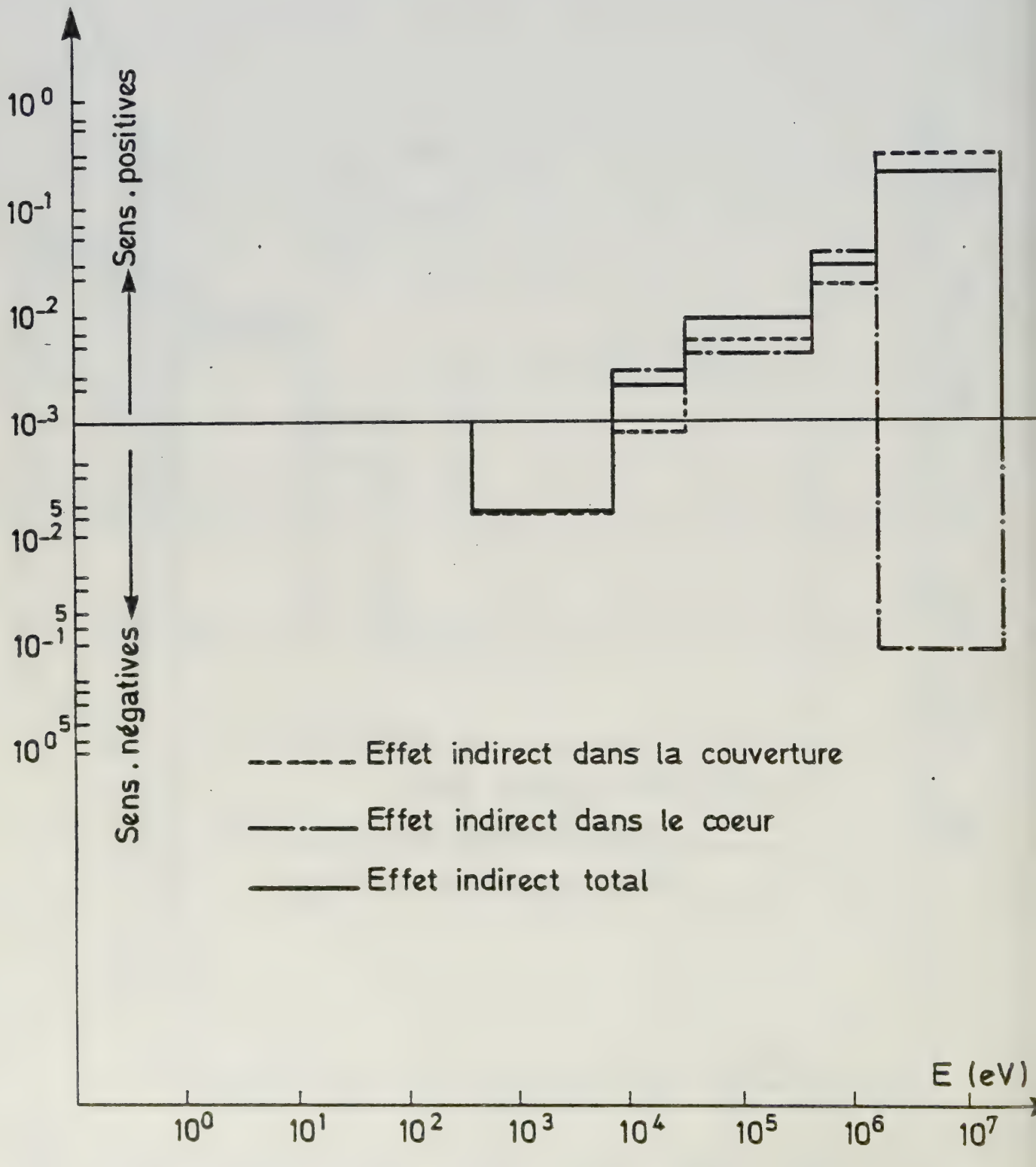
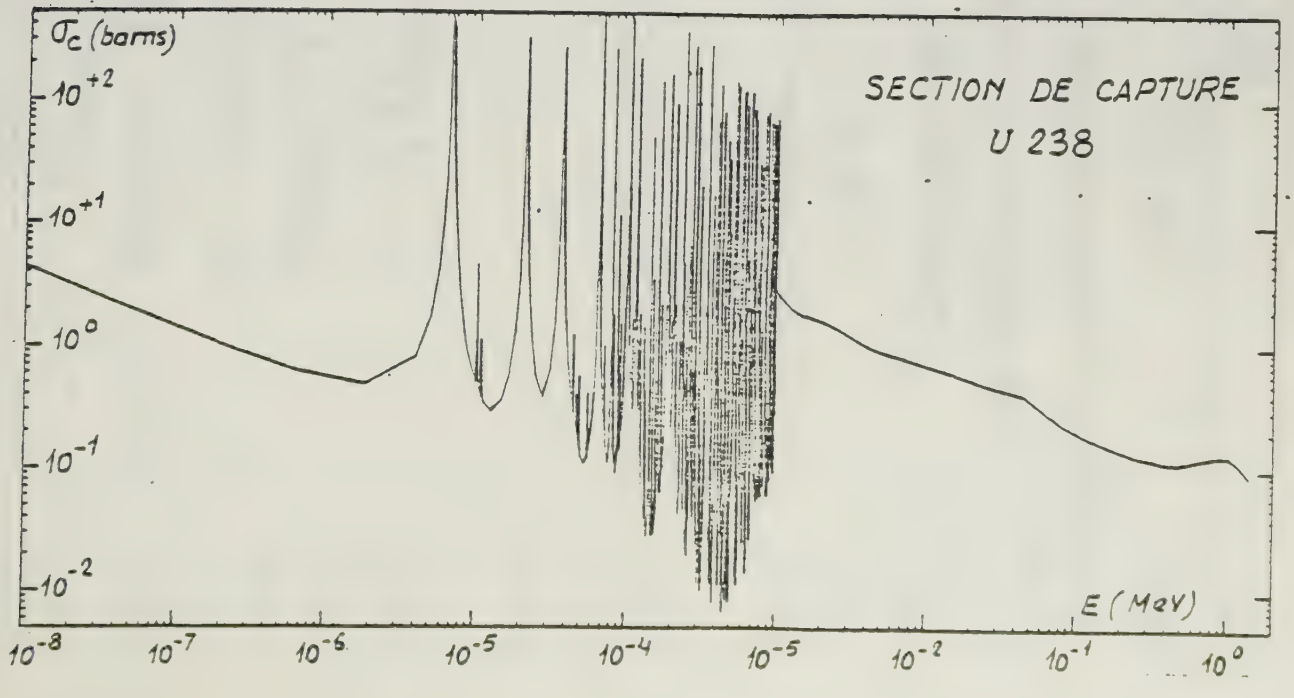


FIGURE 46

SECTION EFFICACE DE CAPTURE DE L'U^{238}

ENERGIES LIMITES	GROUPES	CARACTERISTIQUES NUCLEAIRES
14.5 MeV ⟶ 40 keV	1 à 10 inclus	Domaine du continuum
40 keV ⟶ 4 keV	11 à 15	Domaine Résonances non résolues
4 keV ⟶ 6.67 eV	16 à 23	Domaine des résonances résolues
6.67 eV ⟶ Th	24 à 25	Domaine thermique



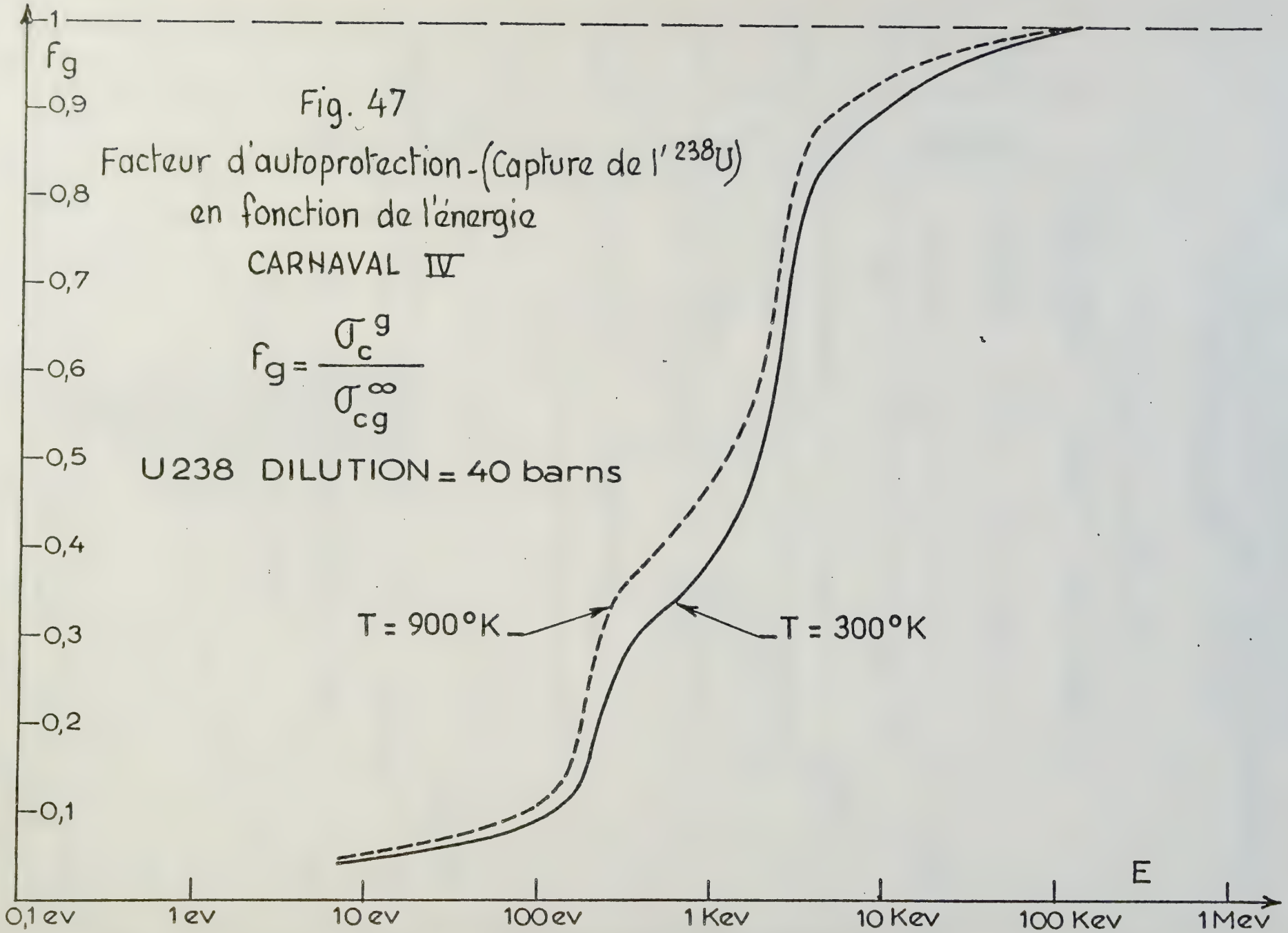


Fig. 47
Facteur d'autoprotection - (Capture de l'238U)
en fonction de l'énergie
CARNAVAL IV
$f_g = \frac{\sigma_c^g}{\sigma_{cg}^\infty}$
U238 DILUTION = 40 barns
T = 900°K
T = 300°K
f_g
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
E
0,1 ev
1 ev
10 ev
100 ev
1 Kev
10 Kev
100 Kev
1 Mev

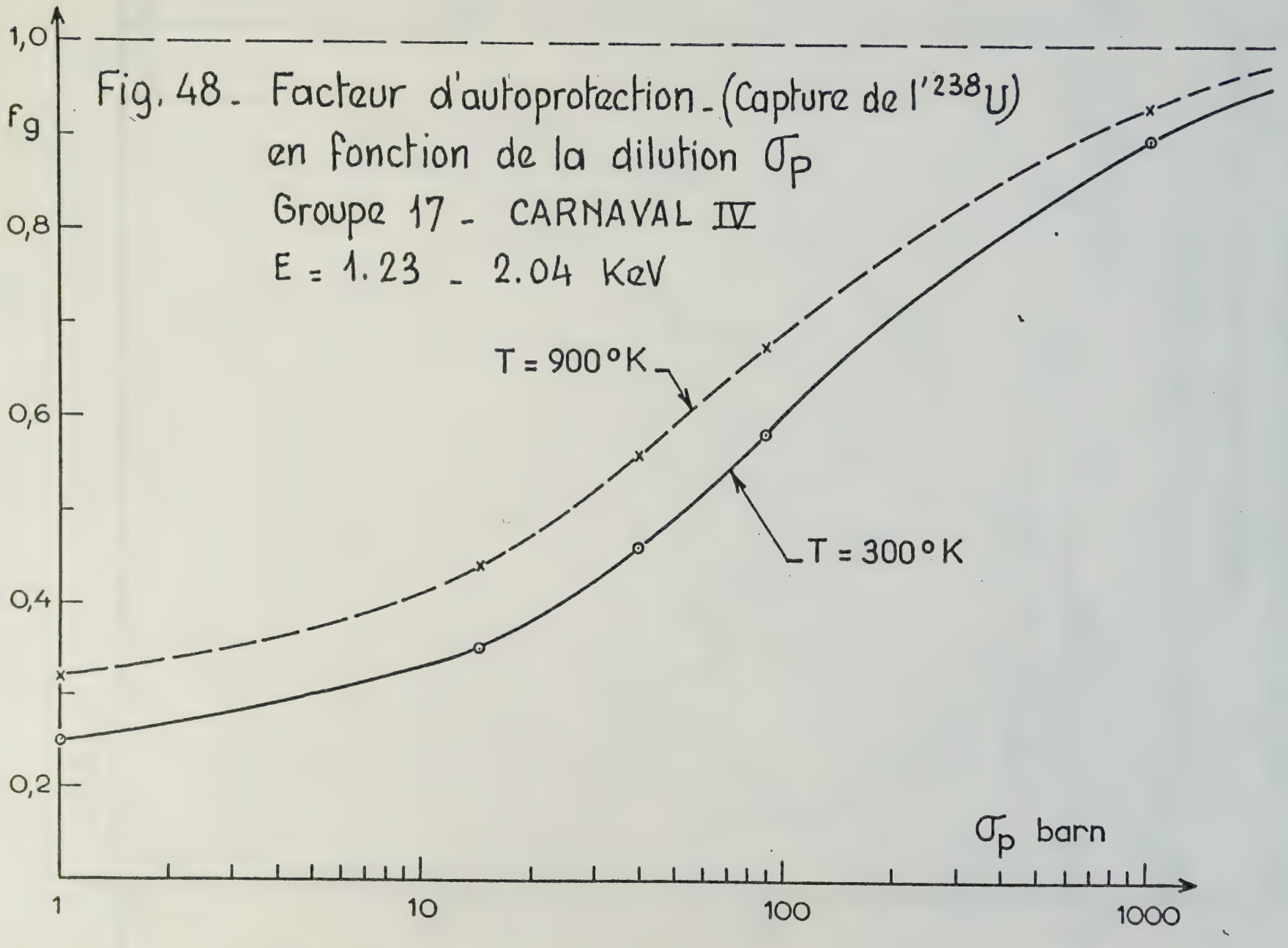


Fig. 48. Facteur d'autoprotection - (Capture de l'^{238}U)
en fonction de la dilution σ_p
Groupe 17 - CARNAVAL IV
E = 1.23 - 2.04 KeV
f_g
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
T = 900 °K
T = 300 °K
σ_p barn
1
10
100
1000

Fig. 49 - SPECTRE "MOYEN"
COUVERTURE RADIALE INTERNE

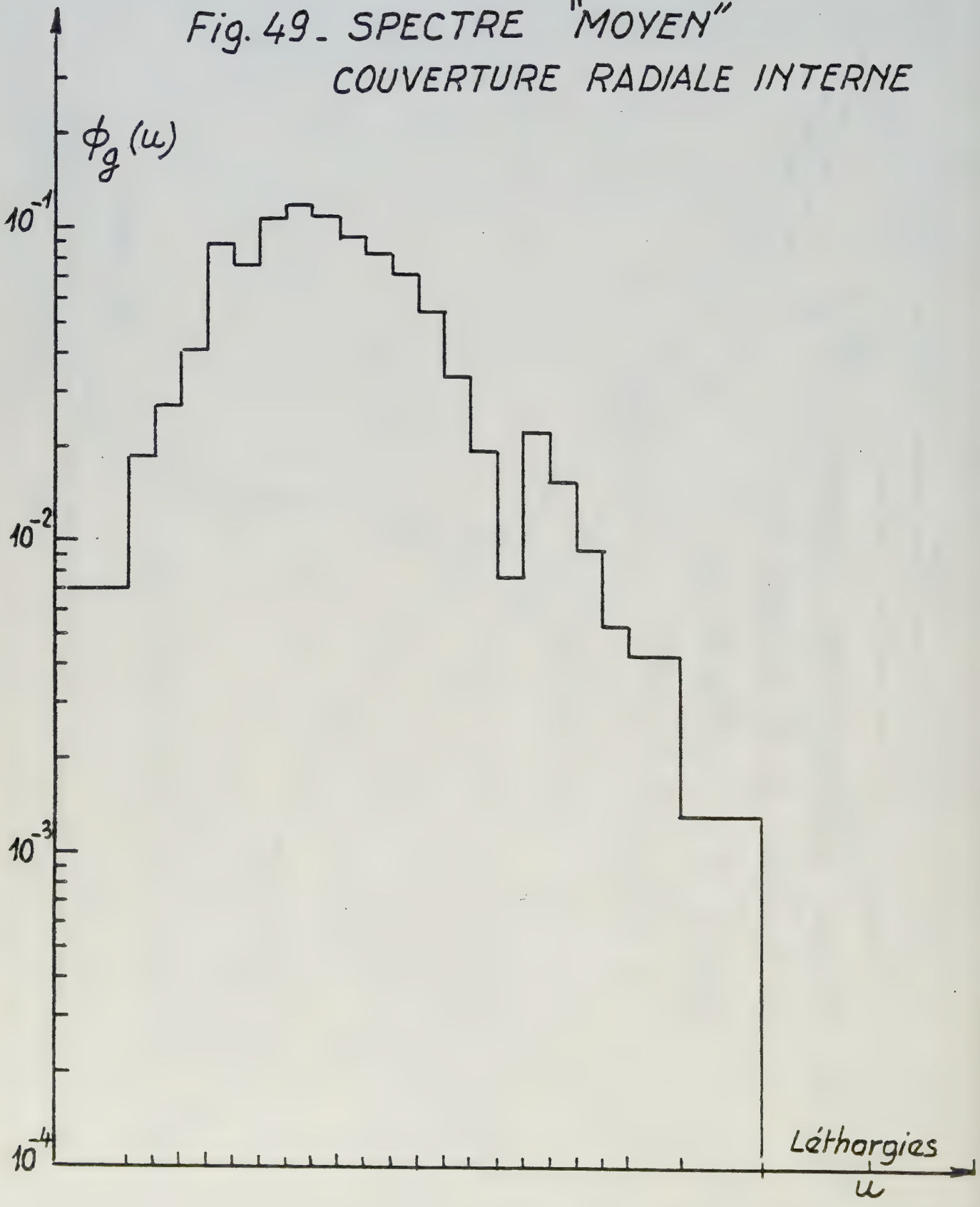
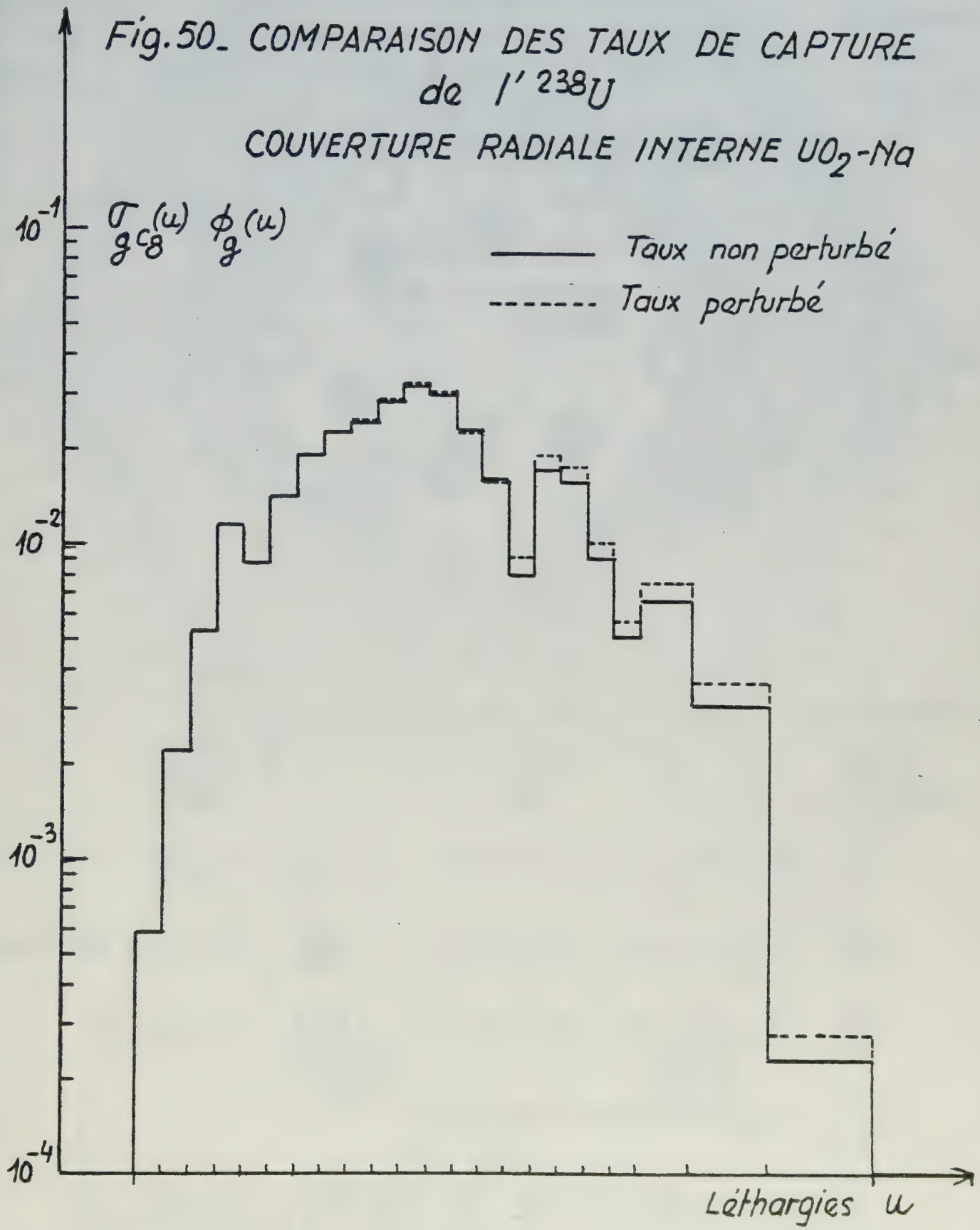


Fig.50_ COMPARAISON DES TAUX DE CAPTURE de l'^{238}U

COUVERTURE RADIALE INTERNE UO_2-Na



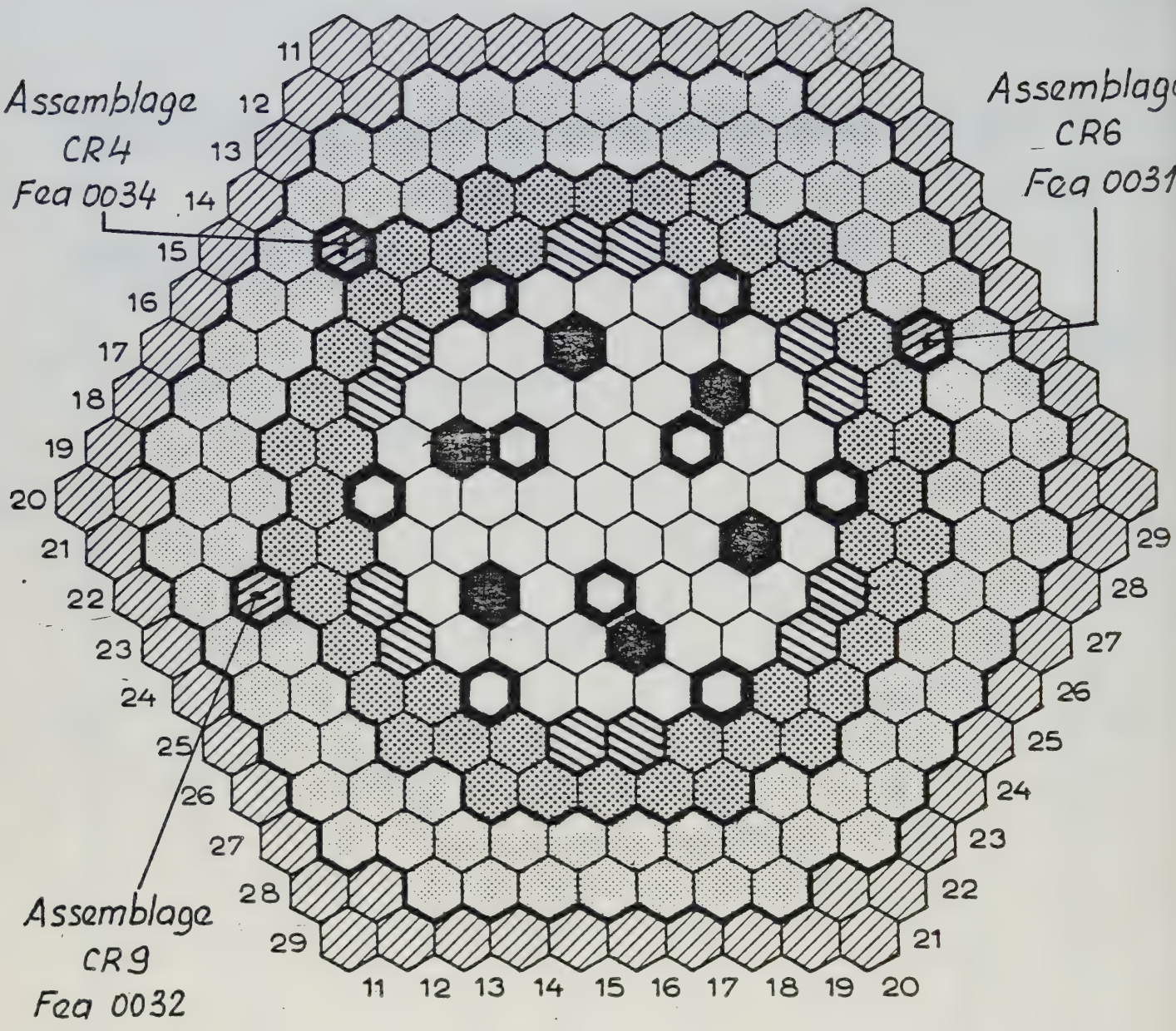


Fig. 51

PHENIX _ CŒUR DE DEMARRAGE

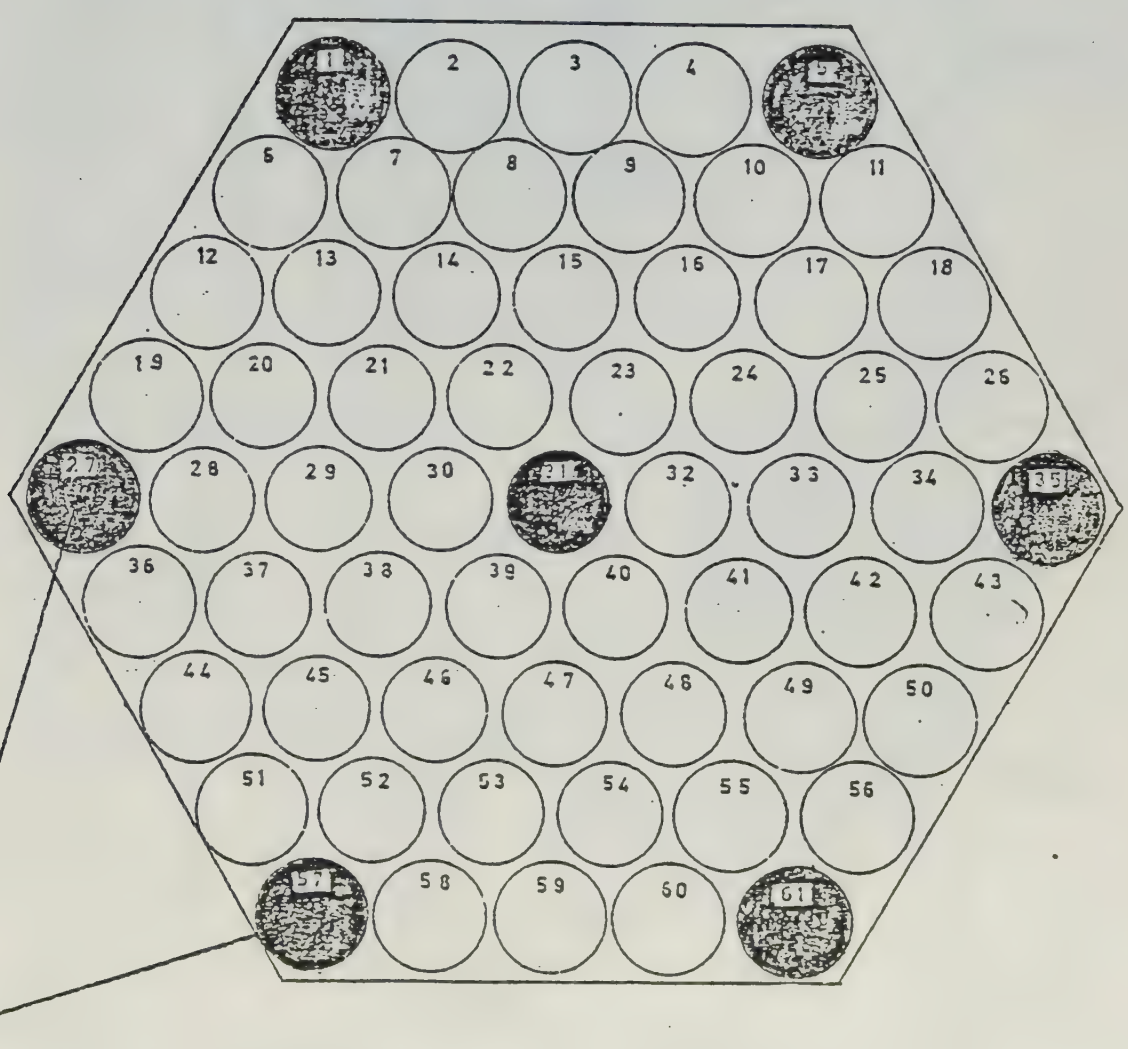
Pu 239 _ U 235

Plan de répartition des Assemblages de mesure

Fig. 52

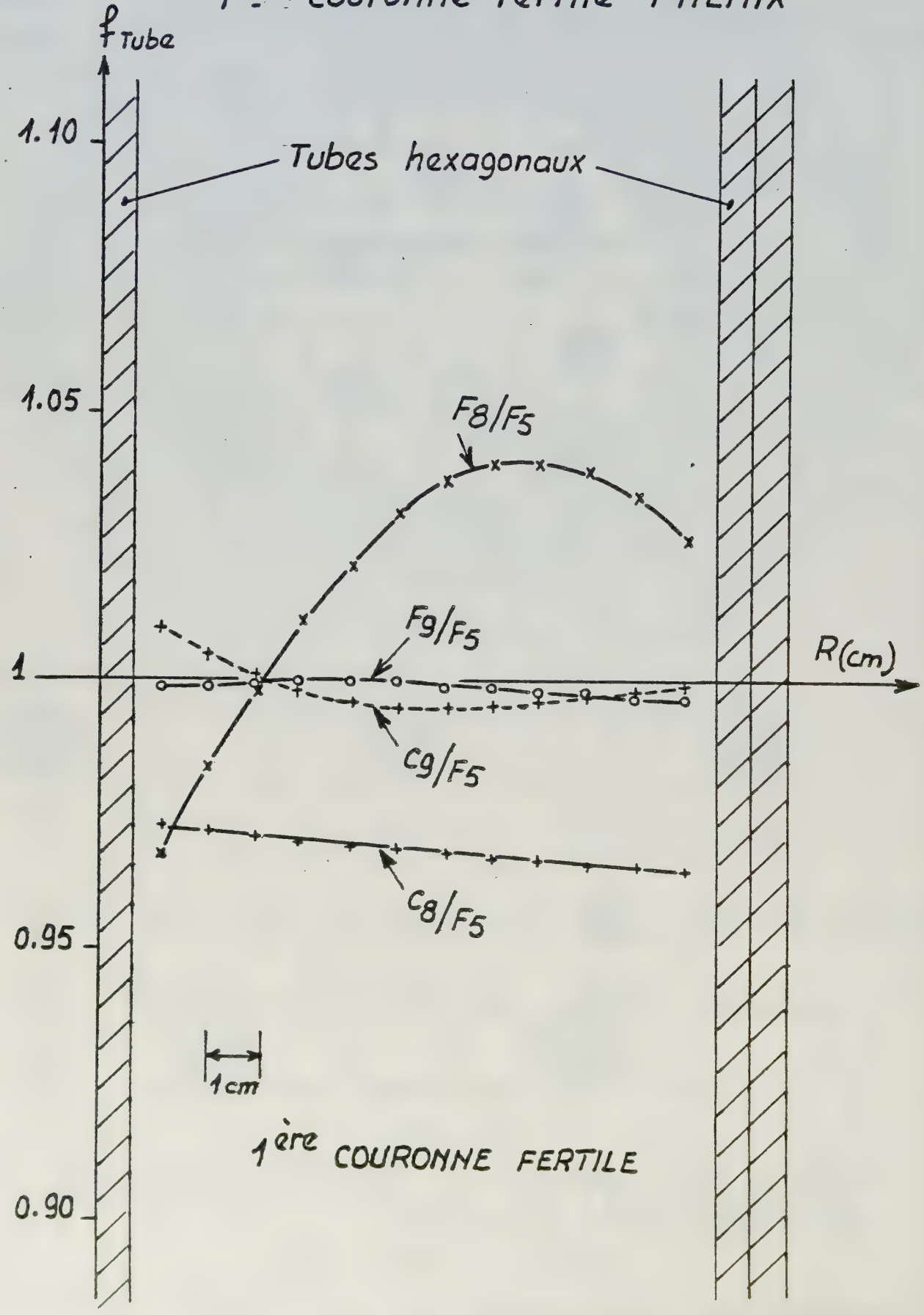
COUVERTURE RADIALE FERTILE

Plan de répartition des aiguilles (vue de dessous)



Aiguilles sur lesquelles on a prélevé des échantillons d'analyse

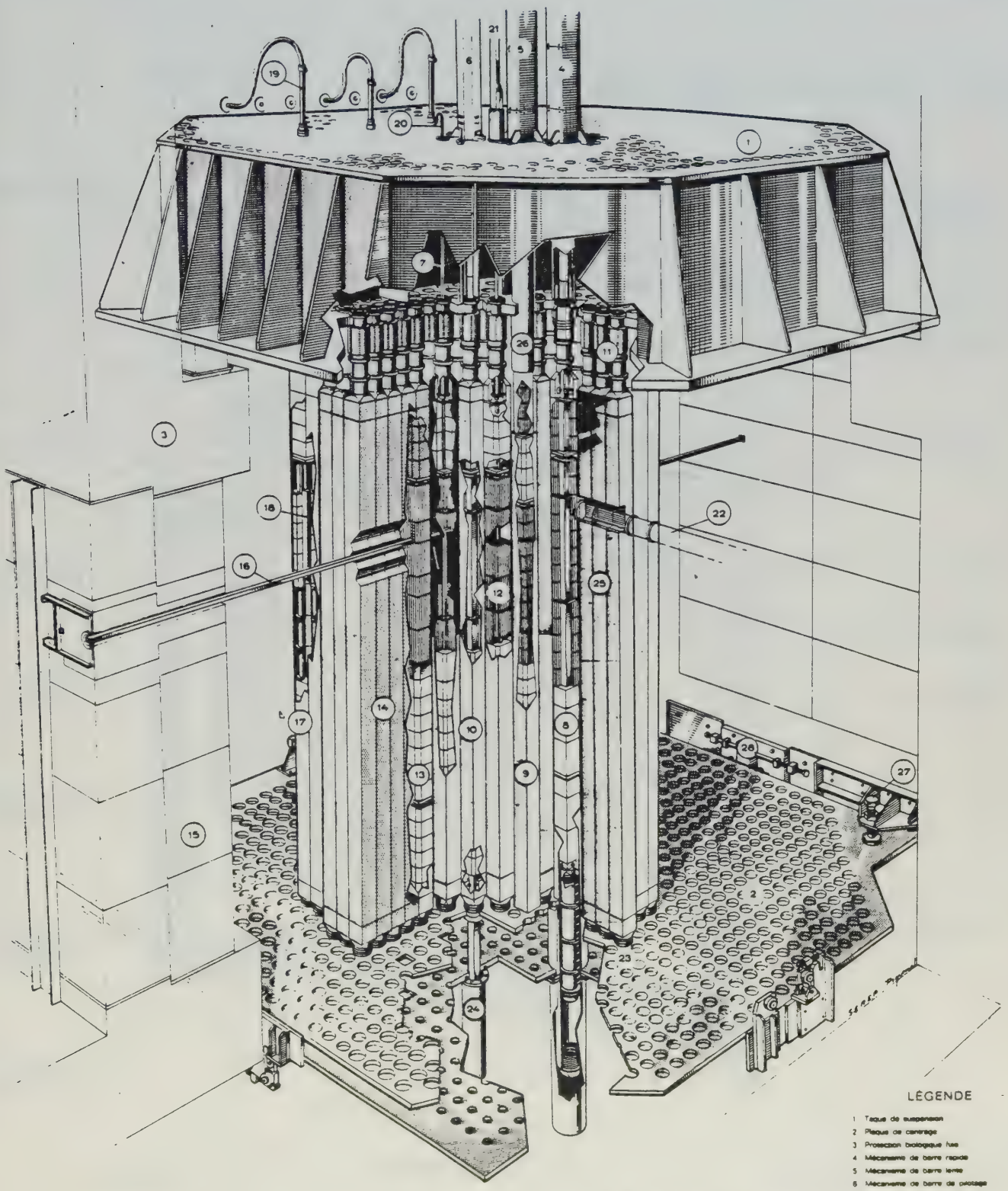
Fig. 53 - CORRECTION DE PAROI DE TUBE
1ère Couronne fertile PHENIX



MASURCA

CŒUR

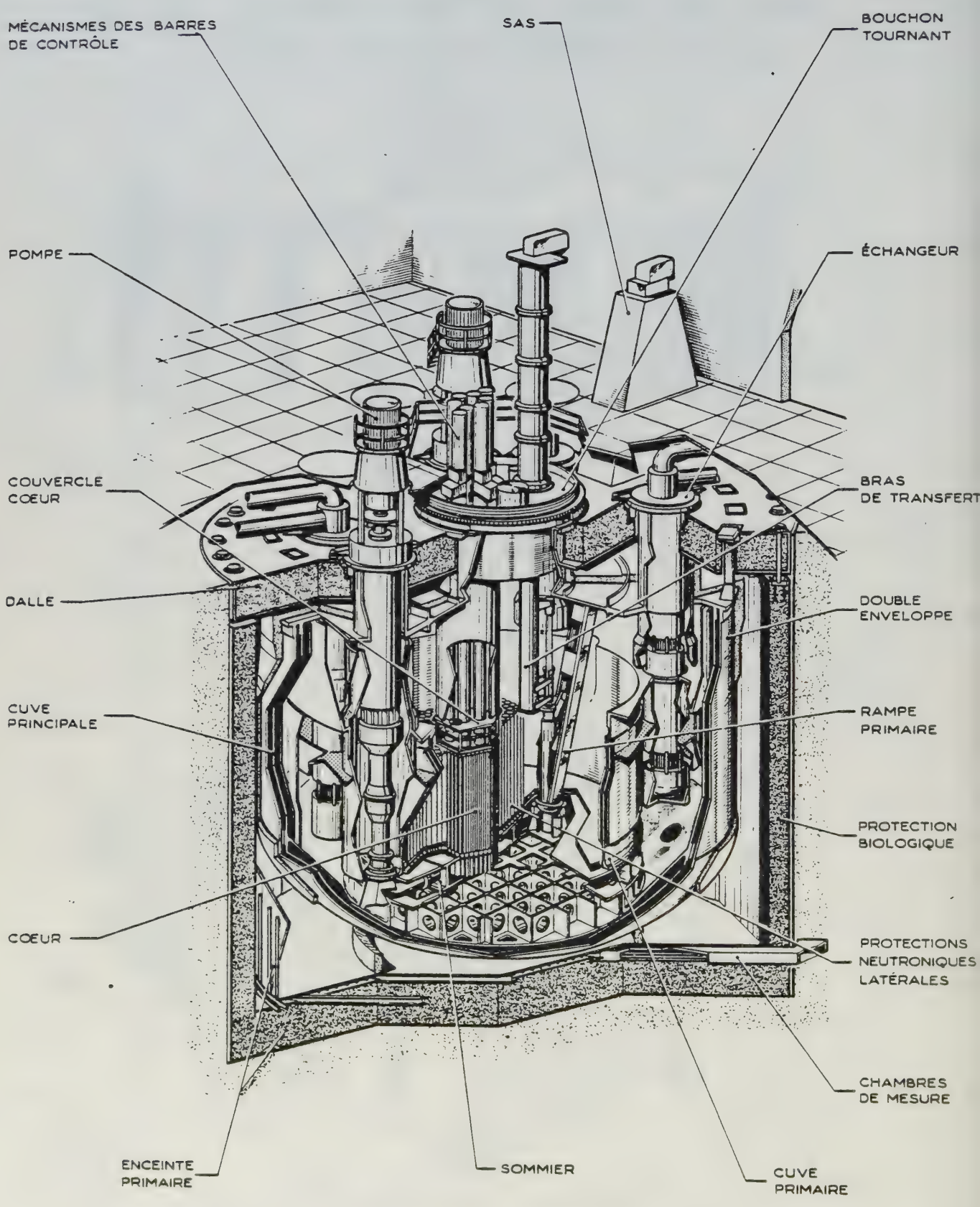
COUPE VERTICALE



LÉGENDE

1 Taque de suspension
2 Plaque de centrage
3 Protection biologique fixe
4 Mécanisme de barre rapide
5 Mécanisme de barre lente
6 Mécanisme de barre de pilotage
7 Canal expérimental axial
8 Barre rapide
9 Barre lente
10 Barre de pilotage
11 Buseture de suspension
12 Tube cœur (avec canal axial)
13 Tube couverture
14 Barre d'écran
15 Protection biologique amovible
16 Canal radial
17 Tube détecteur
18 Détecteur de pilotage
19 Canne porte détecteur de pilotage
20 Canne coaxiale de chambre d'exploration
21 Mécanisme d'exploration verticale
22 Canon porte cible d'accélérateur
23 Propulseur de barre rapide
24 Cäpots de pieds de barres
25 Partie mobile de la barre rapide
26 Fourreau fixe de la barre lente
27 Butée haute de la plaque de centrage
28 Centrage fin de la plaque de centrage

Fig. A3_1



BLOC REACTEUR PHENIX 250 MWe

Fig. A3-2

- CŒUR D'UNE CENTRALE TYPE PHÉNIX :
COUPE LONGITUDINALE

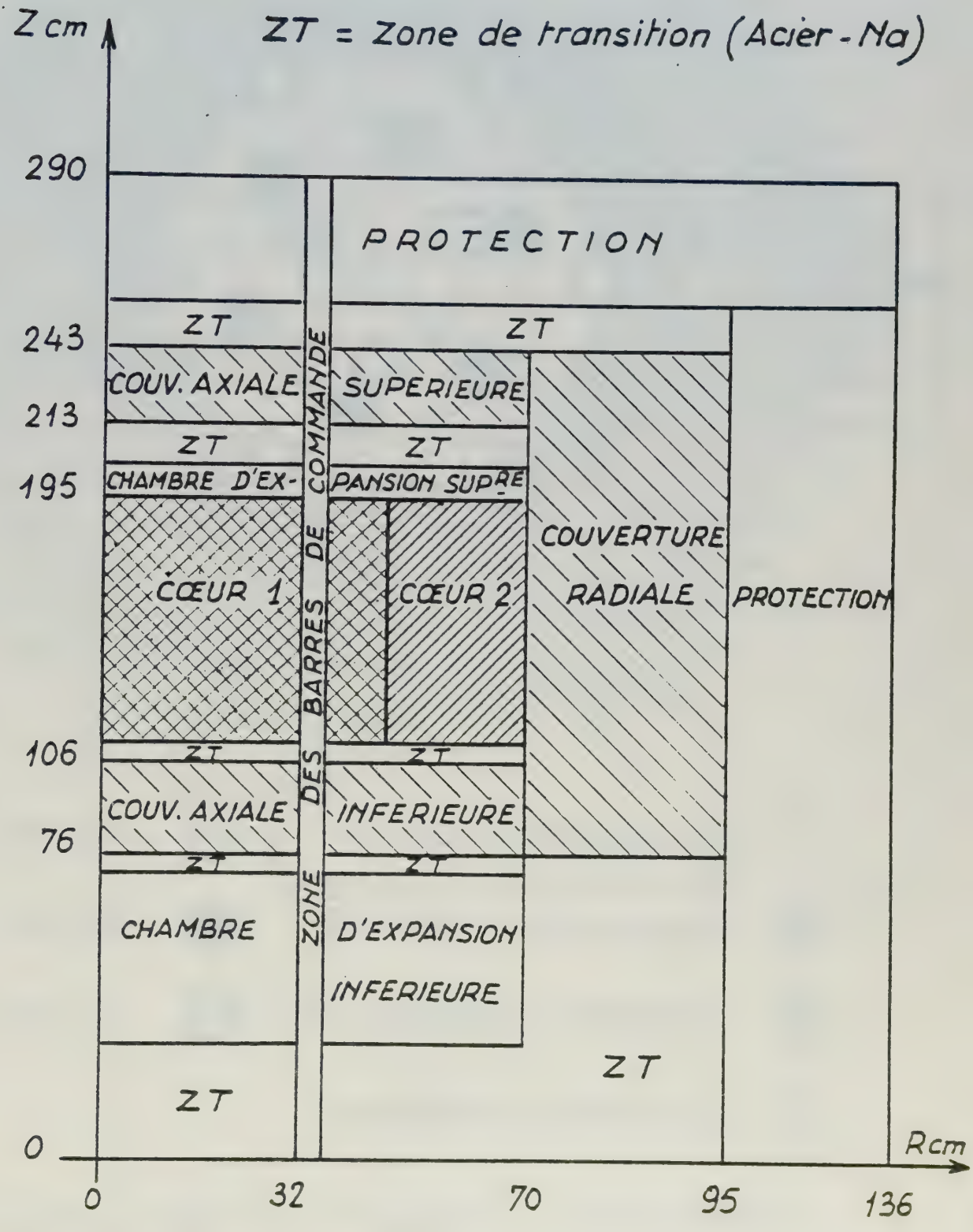
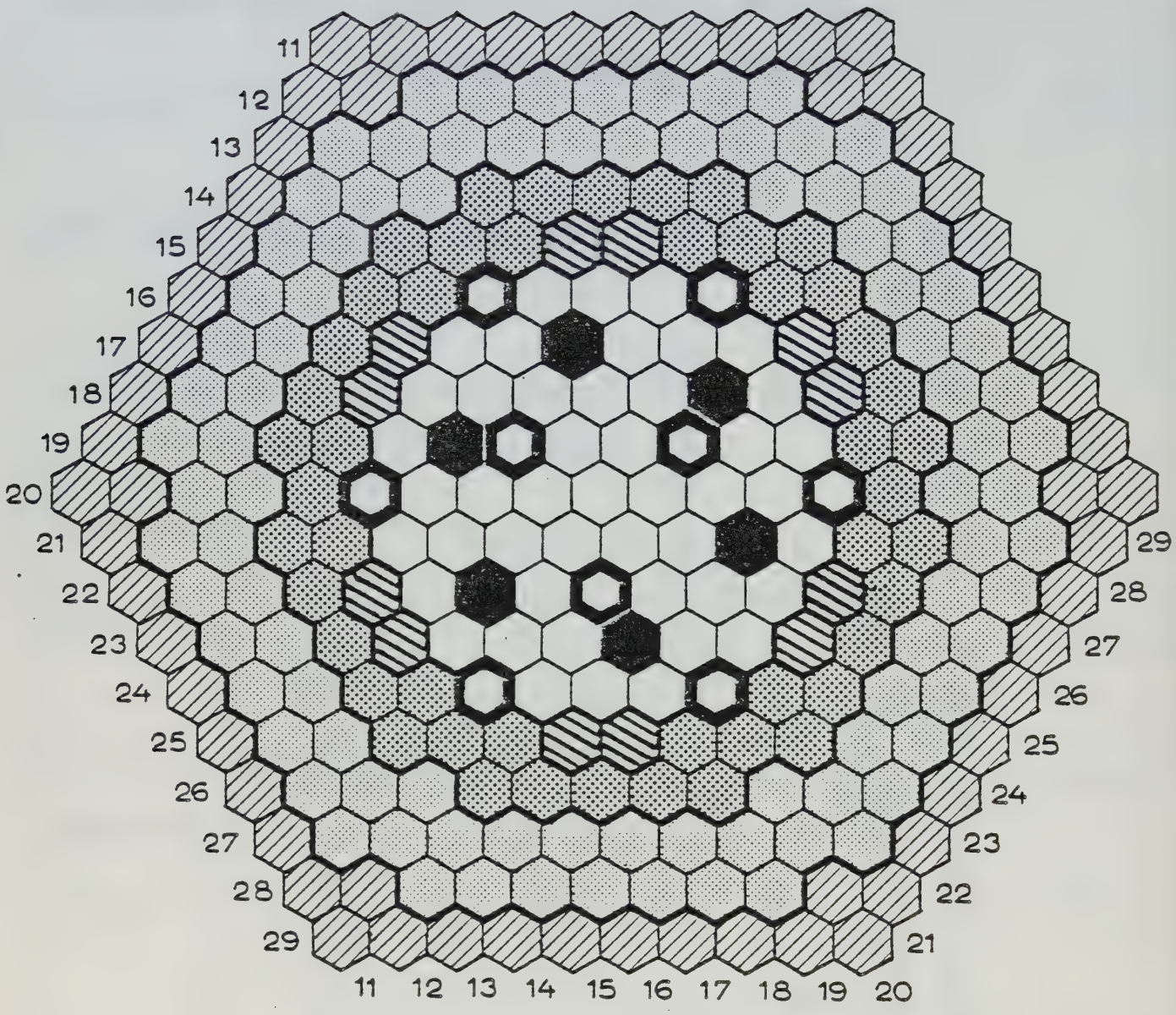


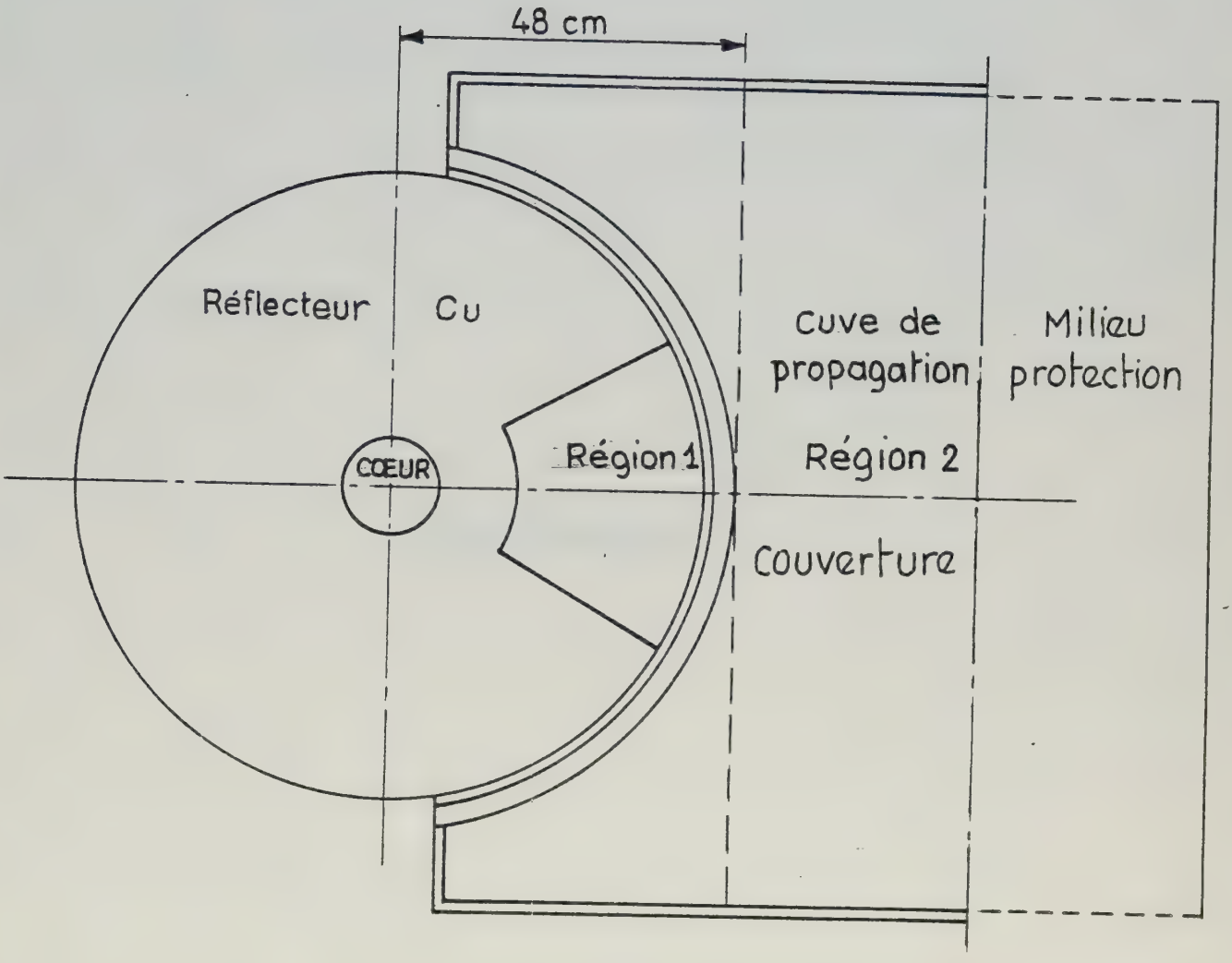
Fig. A3.3



PHENIX _ CŒUR DE DEMARRAGE

Pu 239 _ U 235

Fig. A3.4



Réacteur source TAPIRO

Fig. A3-5

Tableaux

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I : Découpages énérgétiques à 25 groupes et à 6 groupes.

Tableau II : Jeu Cadarache Version IV. Liste des éléments disponibles.

Tableau III : Effets de la variation du spectre sur les sections de ralentissement élastique du Sodium et de l'Oxygène.

Tableau IV : Effet de la variation du spectre sur l'autoprotection résonnante de l'U238.

Tableau V : RACINE 1A. Indices moyens calculés en diffusion.

Tableau VI : RACINE 1A. Variations spatiales des indices $^{C8}/_{F5}$ et $^{F8}/_{F5}$.

Tableau VII : Effet du Laplacien sur l'hétérogénéité. Configuration RACINE.

Tableau VIII : Variations des paramètres cellule dues à l'hétérogénéité.

Tableau IX : Sections efficaces macroscopiques des principaux isotopes de la cellule fertile. Comparaison Homogène/ Hétérogène.

Tableau X : Indice $^{C8}/_{F5}$. Comparaison calcul/expérience. Pavé central.

Tableau XI : Indice $^{C8}/_{F5}$. Comparaison calcul/expérience. Anneaux CRI RACINE.

Tableau XII : Test de condensation des sections efficaces à 6 groupes d'énergie.

Tableau XIII : Spécifications du modèle de calcul du réacteur de puissance considéré. Coeur de référence.

Tableau XIV : Coefficients de sensibilité indirects aux variations des sections efficaces par élément et par région pour le paramètre R1.

Tableau XV : Coefficients de sensibilité indirects aux variations des sections efficaces par élément et par région pour le paramètre R2.

Tableau XVI : Incertitudes sur les sections efficaces.

Tableau XVII : Impact des incertitudes affectant les sections efficaces sur le rapport R1.

Tableau XVIII : Impact des incertitudes affectant les sections efficaces sur le rapport R2.

Tableau XIX : Sensibilités en % de la section efficace de capture de l'U238 à dilution infinie aux paramètres nucléaires moyens (résonances non résolues).

Tableau XX : Sensibilités en % de la section efficace de capture de l'U238 à dilution infinie aux paramètres nucléaires (résonances résolues).

Tableau XXI : Sensibilités en % du facteur d'autoprotection de capture de l'U238 aux paramètres nucléaires moyens (résonances non résolues). T = 300 K.

Tableau XXII : Sensibilités en % du facteur d'autoprotection de capture de l'U238 aux paramètres nucléaires (résonances résolues). T = 300 K.

Tableau XXIII : Sensibilités en % du facteur d'autoprotection de capture de l'U238 aux paramètres nucléaires (résonances résolues). T = 900 K.

Tableau XXIV : Influence de la température sur la sensibilité du facteur d'autoprotection de capture de l'U238 dans le domaine des résonances résolues.

Tableau XXV : Caractéristiques des échantillons d'analyse chimique.

Tableau XXVI : Caractéristiques des échantillons de mesure physique.

Tableau XXVII : Production de Plutonium dans le réacteur PHENIX.
Assemblages de première couronne fertile.
Comparaison calcul-expérience sur le rapport isotopique N (Pu239)/N(^{U}238).

TABLEAU 1

DECOUPAGES ENERGETIQUES A 25 GROUPES ET A 6 GROUPES

Macro Groupe	Groupe	Energies limites	u	Spectre de fission	Ø(E)
I	1	14,5 - 3,68 MeV	1,37	.1312	Fission
	2	3,68 - 2,23 MeV	.5	.2107	Fission
	3	2,23 - 1,35 MeV	.5	.2320	E^{-2}
II	4	1,35 - .821 MeV	.5	.1791	E^{-2}
	5	821 - 498 keV	.5	.1148	E^{-2}
III	6	498 - 302 KeV	.5	.0648	E^{-1}
	7	302 - 183 keV	.5	.0341	E^{-1}
	8	183 - 111 keV	.5	.0171	E^{-1}
	9	111 - 67,4 keV	.5	.0084	E^{-1}
	10	67,4 - 40,9 keV	.5	.0041	E^{-1}
IV	11	40,9 - 24,8 keV	.5	.0020	$E^{-\frac{1}{2}}$
	12	24,8 - 15,0 keV	.5	.0009	$E^{-\frac{1}{2}}$
	13	15,0 - 9,12 keV	.5	.00041	$E^{-\frac{1}{2}}$
V	14	9,12 - 5,53 keV	.5	.00021	$E^{-\frac{1}{2}}$
	15	5,53 - 3,36 KeV	.5	.00010	$E^{-\frac{1}{2}}$
	16	3,36 - 2,04 keV	.5	.00005	$E^{-\frac{1}{2}}$
	17	2,04 - 1,23 keV	.5	.00002	$E^{-\frac{1}{2}}$
	18	1,23 - .748 keV	.5	.00001	E^{0}
	19	748 - 454 eV	.5	.0	E^{0}
VI	20	454 - 275 eV	.5	.0	E^{0}
	21	275 - 101 eV	1	.0	E^{0}
	22	101 - 22,6 eV	1,5	.0	E^{0}
	23	22,6 - 3,06 eV	2,0	.0	E^{+1}
	24	3,06 - .414 eV	2,0	.0	E^{+1}
	25	Th	-	.0	Maxw.

Ø(E) = flux standard de pondération.

TABLEAU II

JEU CADARACHE VERSION IV
LISTE DES ELEMENTS DISPONIBLES SUR LA BANDE

ELEMENTS	IND	A	λ (sec^{-1})	ELEMENTS	IND	A	λ (sec^{-1})
Th 232	1	232,0382	.15700 10^{-17}	B 10	0	10,0129	0.
Pa 233	0	233,0402	.0	B 11	0	11,00931	0.
U 233	1	233,0395	.13806 10^{-12}	O	2	15,9994	0.
U 234	0	234,0409	.89859 10^{-13}	C	2	12,01115	0.
U 235	1	235,0439	.31230 10^{-16}	N	2	14,0067	0.
U 236	0	236,0457	.93930 10^{-15}	F	2	18,9984	0.
Np 237	0	237,0480	.10271 10^{-13}	Na	3	22,9898	0.
Pu 238	0	238,0495	.25034 10^{-9}	W	0	183,85	0.
U 238	1	238,0508	.49193 10^{-17}	Ti	0	47,90	0.
Np 239	0	239,0500	.34138 10^{-5}	Li 6	0	6,01512	0.
Pu 239	1	239,0522	.90339 10^{-12}	Cu	0	63,54	0.
Pu 240	1	240,0540	.33557 10^{-11}	Be	0	9,0122	0.
Pu 241	1	241,0560	.14653 10^{-8}	PF U235	0	114,9342	0.
Pu 242	0	242,0587	.56795 10^{-13}	PF Pu	0	116,4979	0.
Am 241	0	241,0567	.47990 10^{-10}	H	0	1,007825	0.
K	0	39,102	.0	He 4	0	4,00260	0.
Fe	3	55,847	.0	Si	0	28,086	0.
Cr	3	51,996	.0	Ag	0	107,87	0.
Ni	3	58,71	.0	Au	0	196,967	0.
Mo	0	95,94	.0	Ca	0	40,08	0.
Al	2	26,9815	.0	Sb	0	121,75	0.
Zr	0	91,22	.0	Mn	1	54,9381	0.
Nb	1	92,906	.0	Cd	1	112,40	0.
Pb	0	203,973	.0	DIFF	0	0.	0.
Ta	1	180,948	.0	VIT	0	0.	0.
				ABS	0	0.	0.

A : Masse atomique (N = .602295 x 10^{24})

λ : Constante de désintégration en sec^{-1}

IND
= 0 le corps ne fait l'objet d'aucune correction
= 1 le corps fait l'objet de correction d'autoprotection des résonances
= 2 le corps fait l'objet de correction de ralentissement élastique (corps légers)
= 3 le corps fait l'objet des corrections 1 et 2.

TABLEAU III

EFFETS DE LA VARIATION DE SPECTRE SUR LES σ_{el} DE Na ET OXYGENE

		B^2 (cm^{-2})						Ecarts $\frac{(1)-(2)}{(1)}$
	Energies	.0241	.0132	.0112	.009	.0082	.0067	
		(1)					(2)	
Ox	1.35 - .821 MeV	4.03	4.00	3.99	3.98	3.98	3.97	1.5 %
	.821 - .498 "	3.06	3.07	3.07	3.07	3.08	3.08	.6 %
	.498 - .302 "	5.79	5.69	5.67	5.65	5.64	5.62	2.9 %
Na	5.53 - 3.36 KeV	18.33	18.30	18.30	18.31	18.31	18.32	-
	3.36 - 2.04 "	68.72	68.13	68.01	67.88	67.83	67.74	1.4 %
	2.04 - 1.23 "	7.17	7.12	7.11	7.10	7.09	7.07	1.4 %

TABLEAU IV

EFFET DE LA VARIATION DU SPECTRE SUR L'AUTOPROTECTION RESONANTE DE U238

	B^2 (cm^{-2})						Ecarts $\frac{(1)-(2)}{(1)}$
Energies	.0241	.0132	.0112	.009	.0082	.0067	
	(1)					(2)	
1.23 - .748 KeV	1.067	1.052	1.049	1.046	1.045	1.043	2.2 %
.748 - .454 "	1.015	.998	.995	.991	.990	.987	1.1 %
.454 - .275 "	1.003	.990	.988	.985	.984	.982	.8 %
.275 - .101 "	1.607	1.581	1.577	1.572	1.570	1.567	.9 %
.101 - .023 "	2.392	2.359	2.353	2.346	2.344	2.340	2.2 %

	PAVE CENTRAL		ANNEAU	
F8/F5	.01307	.01304	.01696	.01692
	(a)	(c)	(a)	(c)
C8/F5	.1339	.1337	.1352	.1348

TABLEAU V

RACINE 1A - Indices moyens calculés en DIFFUSION (CODI 1D cylindrique)

(a) B^2_{PAVE} = .0112 cm^{-2}
B^2_{ANN} = .0241 cm^{-2}
keff = 1.00507

(c) B^2_{PAVE} = .0082 cm^{-2}
B^2_{ANN} = .0132 cm^{-2}
keff = 1.00507

$\beta^2 = 5.8\ 10^{-4}\ cm^{-2}$

	ABSCISSES (cm)	C8/F5 (a)	C8/F5 (c)	F8/F5 (a)	F8/F5 (c)
PAVE CENTRAL	.80	.1334	.1331	.00895	.00892
	2.30	.1334	.1332	.00903	.00900
	3.80	.1335	.1332	.00933	.00930
	5.30	.1336	.1333	.00974	.00970
	6.90	.1337	.1335	.01027	.01024
	8.40	.1338	.1336	.01101	.01098
	9.90	.1340	.1337	.01200	.01197
	11.40	.1341	.1339	.01332	.01329
	13.00	.1341	.1340	.01512	.01509
	14.50	.1341	.1340	.01767	.01765
← PIT					
ANNEAU	35.50	.1353	.1349	.01806	.01803
	36.90	.1354	.1350	.01641	.01638
	38.40	.1355	.1350	.01564	.01560
	39.90	.1354	.1350	.01555	.01552
	41.30	.1353	.1349	.01611	.01608
	42.80	.1351	.1347	.01735	.01731
	44.20	.1348	.1344	.01941	.01938
PIT →					

TABLEAU VI

RACINE 1A

Variations spatiales des indices $\frac{C8}{F5}$ et $\frac{F8}{F5}$

Calculs DIFFUSION (CODE 1D cylindrique)

(a) $B^2_{PAVE} = .0112\ cm^{-2}$ (c) $B^2_{PAVE} = .0082\ cm^{-2}$

$B^2_{ANN} = .0241\ cm^{-2}$ $B^2_{ANN} = .0132\ cm^{-2}$

keff = 1.00507 keff = 1.00507

$\beta^2 = 5.8\ 10^{-4}\ cm^{-2}$

TABLEAU VII

CALCULS HETAIRE CONFIGURATION RACINE

Effet du Laplacien sur l'hétérogénéité

B^2 (cm^{-2}) PAVE ↓		PAVE CENTRAL HETEROGENE	PAVE CENTRAL HOMOGENE	PAVE CENTRAL ECART	B^2 (cm^{-2}) ANNEAU ↓		ANNEAU FERTILE HETEROGENE	ANNEAU FERTILE HOMOGENE	ANNEAU FERTILE ECART
.0112	k*	.31001	.30527	474 pcm	.0241	k*	.40629	.40079	550 pcm
	$\frac{\sigma f8}{\sigma f5}$	.01381	.01382	0.0 %		$\frac{\sigma f8}{\sigma f5}$	.02014	.02008	+ 0.3 %
	$\frac{\sigma c8}{\sigma f5}$	.1335	.1361	- 2 %		$\frac{\sigma c8}{\sigma f5}$	.1341	.1361	- 1.5 %
.0082	k*	.27396	.26965	431 pcm	.0132	k*	.33056	.32561	495 pcm
	$\frac{\sigma f8}{\sigma f5}$	.01148	.01153	- 0.4 %		$\frac{\sigma f8}{\sigma f5}$	.01514	.01514	0.0 %
	$\frac{\sigma c8}{\sigma f5}$	.1324	.1354	- 2.3 %		$\frac{\sigma c8}{\sigma f5}$	.1338	.1362	- 1.8 %
.0067	k*	.25356	.24952	404 pcm	.0090	k*	.28421	.27976	445 pcm
	$\frac{\sigma f8}{\sigma f5}$	.01017	.01024	- 0.7 %		$\frac{\sigma f8}{\sigma f5}$	.01214	.01218	- 0.3 %
	$\frac{\sigma c8}{\sigma f5}$	.1315	.1348	- 2.5 %		$\frac{\sigma c8}{\sigma f5}$	.01328	.1357	- 2.1 %

	.0132 cm^{-2}	.0112 cm^{-2}	.0090 cm^{-2}	.0082 cm^{-2}	.0067 cm^{-2}
$\frac{\delta k^*}{k^*}$	1.5	1.5	1.6	1.6	1.6
$\frac{\delta \Sigma c}{\Sigma c}$	-1.3	-1.3	-1.3	-1.3	-1.4
$\frac{\delta \Sigma F}{\Sigma F}$	.4	.4	.4	.4	.4

TABLEAU VIII

Variations en % des paramètres

cellules dûes à l'hétérogénéité

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{x_{HET} - x_{HOM}}{x_{HET.}}$$

CALCULS HETAIRE

	ISOTOPES	HETEROGENE	HOMOGENE	ECART %
FISSION	U235	$8.6838\ 10^{-5}$	$8.6221\ 10^{-5}$	.7
	U238	$2.3418\ 10^{-4}$	$2.3343\ 10^{-4}$	.3
CAPTURE	U235	$2.8975\ 10^{-5}$	$2.8681\ 10^{-5}$	1.0
	U238	$2.7011\ 10^{-3}$	$2.7427\ 10^{-3}$	- 1.5
	Fe	$7.0911\ 10^{-5}$	$7.0296\ 10^{-5}$	.9
	Cr	$2.3272\ 10^{-5}$	$2.3114\ 10^{-5}$	.7
	Ni	$2.6495\ 10^{-5}$	$2.6425\ 10^{-5}$	.3
	O	$8.4521\ 10^{-6}$	$8.4056\ 10^{-6}$	.5
	Na	$1.8741\ 10^{-5}$	$1.8449\ 10^{-5}$	1.6
	Mn	$1.6472\ 10^{-5}$	$1.5994\ 10^{-5}$	2.9

TABLEAU IX

CALCUL HETAIRE

Cellule fertile - $B^2 = 0.0082\ cm^{-2}$

Sections macroscopiques H.H (cm^{-1}) des principaux isotopes de la cellule.

B^2 cm^{-2} ⟶	.0090 (a)		.0132 (b)		.0241 (c)		Expérience	
Réglettes →	UO2	Na	UO2	Na	UO2	Na	UO2	Na
RACINE ANNEAU CRI	.1328	.1606	.1338	.1548	.1341	.1483	.1284 ± .0027	.1500 ± .0032
Rapport $\frac{Na}{UO2}$	1.21		1.16		1.11		1.17 ± .02	

(a) λ_{cv} = 8 cm
(b) λ_{cv} = 6 cm
(c) λ_{cv} = 3 cm

TABLEAU XI

INDICE $\frac{C8}{F5}$

ANNEAU RACINE 1A

Comparaison calcul/expérience

		K_{eff}		$F8/F5$	$F9/F5$	$C8/F5$	GAINS DE REGENERATION CRI	Z1	Z'1	R1	CRE	GRG
	Calcul référence 25 groupes	0,99382	a	0,0112	0,9080	0,1360	0,053	-0,034	-0,083	-0,279	0,437	0,094
			b	0,0304	0,9800	0,1340						
			c	0,0339	1,0293	0,1300						
			d	0,0130	0,9135	0,1351						
Calculs 6 groupes	1 Ø fondamental Ø standard	1,00141 (+759 pcm)	a	0,0122	0,8955	0,1386	0,051	-0,033	-0,083	-0,272	0,481	0,144
			b	0,0303	0,9829	0,1342						
			c	0,0335	1,0306	0,1297						
			d	0,0156	0,9320	0,1304						
	2 Ø fondamental $\bar{Ø}$ CRI Ø standard CRE	1.00017 (+635 pcm)	a	0,0112	0,8568	0,1361	0,053	-0,033	-0,082	-0,272	0,481	0,147
			b	0,0303	0,9812	0,1344						
			c	0,0335	1,0307	0,1297						
			d	0,0156	0,9321	0,1304						
	3 Ø fondamental $\bar{Ø}$ CRI $\bar{Ø}$ CRE	0,99524 (+142 pcm)	a	0,0113	0,8572	0,1362	0,053	-0,034	-0,082	-0,273	0,510	0,175
			b	0,0305	0,9818	0,1343						
			c	0,0338	1,0305	0,1297						
			d	0,0145	0,8931	0,1341						
	4 $\bar{Ø}$ { Zona 1, Zona prime 1, R1 } Ø standard	1,00327 (+945 pcm)	a	0,0122	0,8946	0,1386	0,050	-0,033	-0,082	-0,277	0,476	0,135
			b	0,0301	0,9792	0,1343						
			c	0,0335	1,0262	0,1300						
			d	0,0158	0,9311	0,1303						
	5 $\bar{Ø}$ sur toutes les zones	0,99446 (+64 pcm)	a	0,0114	0,8727	0,1361	0,053	-0,034	-0,082	0,277	0,504	0,164
			b	0,0304	0,9785	0,1343						
			c	0,0338	1,0263	0,1300						
			d	0,0148	0,9053	0,1339						

TABLEAU XII - PRE-RACINE

TEST DE CONDENSATION DES SECTIONS EFFICACES A 6 GROUPES D'ENERGIE

B^2 cm^{-2} ⟶	.0067 (a)		.0082 (b)		.0112 (c)		Expérience	
Réglettes →	UO2	Na	UO2	Na	UO2	Na	UO2	Na
PRE-RACINE Réglettes UO2 rondes	.1327	.1631	.1333	.1597	.1339	.1551	.1295 ± .0028	.1541 ± .0034
Rapport $\frac{Na}{UO2}$	1.23		1.20		1.16		1.19 ± 0.02	
PRE-RACINE Réglettes UO2 carrées	.1314	.1653	.1323	.1620	.1333	.1571	.1268 ± 0.003	.1495 ± .0035
Rapport $\frac{Na}{UO2}$	1.26		1.22		1.18		1.18 ± 0.01	
RACINE CRI	.1315	.1655	.1324	.1621	.1334	.1571	.1275 ± 0027	.1561 ± .0033
Rapport $\frac{Na}{UO2}$	1.26		1.22		1.18		1.22 ± .02	

TABLEAU X

INDICE $\frac{C8}{F5}$

Comparaison calcul/expérience

(a) λ_{cv} = 8 cm

(b) λ_{cv} = 6 cm

(c) λ_{cv} = 3cm

TABLEAU XIII

SPECIFICATIONS DU MODELE DE CALCUL DU REACTEUR RAPIDE CONSIDERE (CYLINDRIQUE A 1 DIMENSION)
COEUR DE REFERENCE (réacteur rapide de puissance de grande taille)

	COEUR 1 A	BARRES B_4C	COEUR 1 B	BARRES B_4C	COEUR 2	COUVERTURE	ECRAN
Enrichissement équivalent (PuO_2/UO_2)	14 %		14 %		17%		
Rayon : (cm)	0. 51.50	56.50	134.50	139.40	186.40 (1)	236.50 (2)	266.50

Laplacien axial : 5.4×10^{-4} cm^{-2}

Valeurs des paramètres intégraux dans le système de référence

- Keff = 1.04490
- valeurs du rapport R_1 = C8/F8+F9 = .156
- valeur du rapport $R_2 = F8_1/F8_2$ = 274.940

TABLEAU XIV

COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS AUX VARIATIONS DES SECTIONS EFFICACES PAR ELEMENT ET PAR REGION POUR LE PARAMETRE R1

ISOTOPE	REGION	σc	σf	$\nu\sigma f$	Gradient (radial)	Fuites DB^2 (axial)	σs	$\sigma T = \sigma c + \sigma f + \sigma s$
U238	COEUR 1A	+ 0.316	+ 0.055	- 0.141	0.0	- 0.027	+ 0.053	+ 0.424
	COEUR 1B	+ 0.848	+ 0.151	- 0.383	- 0.007	- 0.073	+ 0.142	+ 1.141
	COEUR 2	- 0.816	- 0.175	+ 0.452	+ 0.160	+ 0.080	- 0.145	- 1.136
	COUV. RAD.	- 0.840	- 0.038	+ 0.099	- 0.226	+ 0.029	- 0.010	- 0.888
	TOTAL	- 0.492	- 0.007	+ 0.027	- 0.073	+ 0.009	+ 0.040	- 0.459
Pu 239	COEUR 1A	+ 0.078	+ 0.265	- 0.886	0.0	- 0.004	+ 0.005	+ 0.348
	COEUR 1B	+ 0.207	+ 0.712	- 2.333	- 0.001	- 0.012	+ 0.012	+ 0.931
	COEUR 2	- 0.247	- 0.968	+ 3.177	- 0.013	+ 0.017	- 0.018	- 1.233
	TOTAL	+ 0.038	+ 0.009	- 0.042	- 0.014	+ 0.001	- 0.001	+ 0.046
Oxygène	COEUR 1A	+ 0.003	-	-	0.0	- 0.024	+ 0.050	+ 0.053
	COEUR 1B	+ 0.007	-	-	- 0.006	- 0.065	+ 0.105	+ 0.112
	COEUR 2	- 0.009	-	-	+ 0.129	+ 0.075	- 0.160	- 0.169
	COUV. RAD.	- 0.001	-	-	- 0.189	+ 0.022	+ 0.040	+ 0.039
	TOTAL	0.0	-	-	- 0.066	+ 0.008	+ 0.035	+ 0.035
Fer	COEUR 1A	+ 0.014	-	-	0.0	- 0.020	+ 0.038	+ 0.052
	COEUR 1B	+ 0.038	-	-	- 0.005	- 0.053	+ 0.096	+ 0.134
	COEUR 2	- 0.039	-	-	+ 0.068	+ 0.060	- 0.112	- 0.151
	COUV. RAD.	- 0.019	-	-	- 0.115	+ 0.012	+ 0.002	- 0.017
	TOTAL	- 0.006	-	-	- 0.052	- 0.001	+ 0.024	+ 0.018

Les valeurs indiquées dans ce tableau représentent la variation du paramètre R dûe à une variation de 100 % d'une section efficace sur tous les groupes.

TABLEAU XV

COEFFICIENTS DE SENSIBILITE INDIRECTS AUX VARIATIONS DES SECTIONS EFFICACES

PAR ELEMENT ET PAR REGION POUR LE RAPPORT R_2

ISOTOPE	REGION	σc	σf	$\nu\sigma f$	Gradient	Fuites DB^2	σs	$\sigma_T = \sigma_c + \sigma_f + \sigma_s$
U^{238}	COEUR 1A	- 0.016	- 0.003	+ 0.007	0.0	+ 0.001	- 0.003	- 0.022
	COEUR 1B	- 0.103	- 0.019	+ 0.049	0.0	+ 0.009	- 0.019	- 0.141
	COEUR 2	- 0.062	- 0.034	+ 0.060	+ 0.018	+ 0.006	- 0.115	- 0.211
	COUV. RAD.	+ 0.726	+ 0.244	- 0.445	+ 0.739	- 0.037	+ 0.958	+ 1.928
	TOTAL	+ 0.545	+ 0.188	- 0.329	+ 0.757	- 0.021	+ 0.821	+ 1.554
Pu 239	COEUR 1A	- 0.004	- 0.013	+ 0.045	0.0	0.0	0.0	- 0.017
	COEUR 1B	- 0.025	- 0.089	+ 0.300	0.0	+ 0.002	- 0.002	- 0.116
	COEUR 2	- 0.022	- 0.069	+ 0.434	- 0.001	+ 0.001	- 0.011	- 0.102
	TOTAL	- 0.051	- 0.171	+ 0.779	- 0.001	+ 0.003	- 0.013	- 0.235
Oxygène	COEUR 1A	- 0.0	-	-	0.0	+ 0.001	- 0.003	- 0.003
	COEUR 1B	- 0.001	-	-	0.0	+ 0.008	- 0.020	- 0.021
	COEUR 2	- 0.002	-	-	+ 0.013	+ 0.004	+ 0.002	0.0
	COUV. RAD.	+ 0.009	-	-	+ 0.525	- 0.027	+ 0.389	+ 0.398
	TOTAL	+ 0.006	-	-	+ 0.538	- 0.014	+ 0.368	+ 0.374
Fer	COEUR 1A	- 0.001	-	-	0.0	+ 0.001	- 0.002	- 0.003
	COEUR 1B	- 0.005	-	-	0.0	+ 0.007	- 0.014	- 0.019
	COEUR 2	- 0.003	-	-	+ 0.009	+ 0.005	- 0.075	- 0.078
	COUV. RAD.	+ 0.018	-	-	+ 0.311	- 0.016	+ 0.293	+ 0.311
	TOTAL	+ 0.009	-	-	+ 0.320	- 0.003	+ 0.202	+ 0.211

Les valeurs indiquées dans le Tableau représentent la variation du paramètre R dûe à une variation de 100 % d'une section efficace sur tous les groupes.

Section Efficace \ Energie (keV)		0.1	0.5	1	10	100	500	700	1.10^3	3.10^3
U238	σ (n,γ)	±7 %	±6%	±6%	±5%	±5%	±6%	±7%	±8%	±11%
	σ (n,f)	-	-	-	-	-	-	±20%	±10%	±4%
	σ (n,n')	←					±25%			→
	ν	-	-	-	-	-	-	±2%	±2%	±2%
	σ transport	←					±5%			→
Pu239	σ (n,γ)	←		±15%		→	←		±10%	→
	σ (n,f)			±4%		±4%		±4.5%	±5%	±5.5%
	ν	←					±1.5 %			→
OX	σ (n,n)	←					±12 à 15%			→
	σ totale	←					± 8%			→
Fe	σ (n,n)	←					±15%			→
	σ totale	←					±10%			→

TABLEAU XVII

IMPACT DES INCERTITUDES AFFECTANT LES SECTIONS EFFICACES SUR LE RAPPORT R_1

	Section efficace	Aucune corrélation en énergie	Corrélation complète en énergie
U238	σ (n,γ)	1.60 %	3.00 %
	σ (n,f)	1.50 %	1.60 %
	σ ralent	0.80 %	1.00 %
Pu239	σ absorption	1.50 %	2.90 %
	$\nu\sigma$f	0.70 %	1.40 %
TOTAL		2.90 %	4.80 %

TABLEAU XVIII

IMPACT DES INCERTITUDES AFFECTANT LES SECTIONS EFFICACES SUR LE TAUX D'ATTENUATION $R_2 = F8_1/F8_2$

	Section efficace	Aucune corrélation en énergie	Corrélation complète en énergie
U238	σ (n,γ)	1.70 %	3.40 %
	σ (n,f)	0.80 %	.80 %
	$\nu\sigma$ f	1.90 %	2.30 %
	σralt	2.30 %	3.40 %
	σ transport	2.70 %	3.80 %
Pu239	σ abs	1.90 %	4.00 %
	$\nu\sigma$f	2.00 %	4.00 %
Ox	σ ralt	3.80 %	6.10 %
	σ transt	2.90 %	4.30 %
Fe	σ ralt	2.70 %	3.20 %
	σ transpt	2.20 %	3.20 %

GROUPES (Energies limites)	PARAMETRES					
	$\langle D \rangle$		$\langle \Gamma_\gamma \rangle$		$\langle \Gamma_n^\circ \rangle$	
	l = 0	l = 1	l = 0	l = 1	l = 0	l = 1
10 (67.4 - 40.9 keV)	- 0.9	- 2.5	+ 0.9	+ 1.8	+ 0.1	+ 0.9
11 (40.9 - 24.8 keV)	- 4.6	- 11.2	+ 4.6	+ 7.5	+ 0.7	+ 5.1
12 (24.8 - 15.0 keV)	- 5.7	- 10.6	+ 5.6	+ 5.7	+ 1.0	+ 6.0
13 (15.0 - 9.12 keV)	- 7.2	- 8.5	+ 6.9	+ 3.8	+ 1.4	+ 6.6
14 (9.12 - 5.53 keV)	- 9.2	- 7.5	+ 8.5	+ 2.1	+ 2.0	+ 6.5
15 (5.53 - 3.36 keV)	- 6.8	- 3.7	+ 6.1	+ 0.7	+ 1.6	+ 3.5

TABLEAU XIX /40/ - CAPTURE DE L'^{238}U.

Sensibilités (%) de la section efficace à dilution infinie σ_c^∞ aux paramètres nucléaires moyens (résonances non résolues)

Les variations de σ_c^∞ sont dûes à des variations de + 20 % des paramètres moyens sur tout le groupe.

GROUPES	PARAMETRES	
	$g\Gamma_n$ l = 0 et l = 1	Γ_γ l = 0 et l = 1
16 (3.36 - 2.04 keV)	+ 5.5	+ 11.4
17 (2.04 - 1.23 keV)	+ 6.6	+ 11.6
18 (1.23 - 0.748 keV)	+ 6.5	+ 11.9
19 (0.748 - 0.454 keV)	+ 7.5	+ 11.0
20 (0.454 - 0.275 keV)	+ 9.8	+ 9.6
21 (0.275 - 0.101 keV)	+ 5.9	+ 12.4
22 (101. - 22.6 eV)	+ 9.2	+ 9.8
23 (22.6 - 3.06 eV)	+ 14.0	+ 3.6

TABLEAU XX - CAPTURE ^{238}U

Domaine des résonances résolues
Sensibilités (%) de la section efficace à dilution infinie σ_c^∞ aux paramètres nucléaires.
(Les variations de σ_c^∞ correspondent à des variations de + 20 % de tous les paramètres nucléaires du groupe).

GROUPES	10 (67.4 - 40.9 keV)						11 (40.9 - 24.8 keV)						12 (24.8 - 15.0 keV)					
Paramètres / σp(b)	<D>		<Γγ>		<Γn°>		<D>		<Γγ>		<Γn°>		<D>		<Γγ>		<Γn°>	
	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1
1.	+0.9	+0.1	-0.1	-0.1	0.0	-0.1	+0.2	-0.4	-0.4	-0.1	-0.5	-0.5	+0.5	-0.8	-0.9	+0.2	-1.0	-0.3
10.	+0.1	+0.1	-0.1	-0.1	0.0	-0.1	+0.1	-0.3	-0.2	0.0	-0.2	-0.4	+0.1	-0.5	-0.6	+0.1	-0.6	-0.3
50.	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.1	0.0	-0.1	-0.2	+0.1	-0.2	-0.3	+0.1	-0.2	-0.1
100.	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.1	0.0	0.0	-0.1	-0.1	0.0	-0.2	-0. 2	+0.1	-0.2	-0.0

GROUPES	13 (15.0 - 9.12 keV)						14 (9.12 - 5.53 keV)						15 (5.53 - 3.36 keV)					
Paramètres / σp(b)	<D>		<Γγ>		<Γn°>		<D>		<Γγ>		<Γn°>		<D>		<Γγ>		<Γn°>	
	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1	l=0	l=1
1.	+0.9	-1.4	-1.7	+0.4	-1.6	0.0	+2.0	-2.2	-2.6	+0.5	-2.5	+0.7	+0.8	-2.9	-1.3	+0.5	-2.1	+1.8
10.	+0.5	-0.9	-1.2	+0.3	-1.0	0.0	+1.1	-1.6	-1.9	+0.3	-1.7	+0.5	+0.4	-1.8	-1.2	+0.3	-1.5	+1.2
50.	+0.2	-0.5	-0.6	+0.1	-0.5	0.0	+0.5	-0.8	-1.0	+0.2	-1.1	+0.4	+0.1	-1.0	-0.8	+0.2	-1.0	+0.8
100.	+0.1	-0.3	-0.4	+0.1	-0.4	0.0	+0.3	-0.5	-0.7	+0.1	-0.7	+0.2	0.0	-0.7	-0.4	+0.1	-0.7	+0.5

TABLEAU XXI - Capture de l'^{238}U - T = 300K

Sensibilités du facteur d'autoprotection f_c aux paramètres nucléaires moyens (Résonances non résolues).
Les variations de f_c sont relatives à des variations de + 20 % des paramètres moyens.

GROUPES	16 (3,36 - 2,04 keV)		17 (2,04 keV - 1,23 keV)		18 (1,23 - 0,748 keV)		19 (748 - 454 eV)	
Paramètres / σ_p(b)	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ
1.	-1,2	-3,2	0.0	-4,2	-0,4	-4,2	-1,6	-3,0
10.	-1,3	-2,9	-1,0	-4,0	-1,0	-3,7	-2,2	-2,9
50.	-1,5	-2,0	-1,3	-2,7	-1,7	-2,7	-3,6	-1,9
100.	-1,2	-1,1	-1,5	-2,0	-2,0	-2,1	-3,9	-1,6

GROUPES	20 (454 - 275 eV)		21 (275 - 101 eV)		22 (101 - 22,6 eV)		23 (22,6 - 3,06 eV)	
Paramètres / σ_p (b)	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ
1.	-3,0	-2,3	-0,4	-1,3	+1,0	+2,8	-5,8	+7,6
10.	-3,8	-2,2	-1,2	-1,1	-0,2	+2,6	-5,8	+7,3
50.	-4,2	-1,9	-3,2	-0,7	-2,2	+2,2	-6,8	+7,2
100.	-4,0	-1,6	-3,8	-0,6	-3,2	+2,0	-7,2	+6,9

TABLEAU XXII T = 300 K

Sensibilités (en %) du facteur d'autoprotection de la capture de l'^{238}U aux paramètres nucléaires des résonances résolues pour différentes dilutions. (Les variations de f_c correspondent à des variations de + 20 % de tous les paramètres nucléaires du groupe considéré)

GROUPES	16 (3,36 - 2,04 keV)		17 (2,04 - 1,23 keV)		18 (1,23 - 0,748 keV)		19 (748 - 454 eV)	
Paramètres / σ_p (b)	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ
1.	-0,8	-2,8	-0,4	-4,0	-0,8	-4,0	-2,5	-3,2
10.	-1,0	-2,6	-1,1	-3,4	-1,4	-3,5	-3,2	-2,6
50.	-1,1	-1,5	-1,5	-2,0	-2,2	-2,2	-4,0	-1,8
100.	-1,2	-0,9	-1,3	-1,5	-2,2	-1,7	-4,0	-1,4

GROUPES	20 (454 - 275 eV)		21 (275 - 101 eV)		22 (101 - 22,6 eV)		23 (22,6 - 3,06 eV)	
Paramètres / σ_p (b)	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ
1.	-3,7	-2,8	-1,2	-2,0	+0,5	+2,2	-6,5	+7,4
10.	-4,0	-2,6	-2,1	-1,6	-0,8	+2,0	-6,2	+7,5
50.	-4,0	-2,1	-4,1	-1,5	-3,2	+1,3	-8,0	+6,0
100.	-3,8	-1,6	-5,0	-1,3	-4,0	+1,1	-9,1	+5,4

TABLEAU XXIII T = 900 K

Sensibilités (%) du facteur d'autoprotection de la capture de l'^{238}U aux paramètres nucléaires des résonances résolues pour différentes dilutions. (Les variations de f_C correspondent à des variations de + 20 % de tous les paramètres nucléaires).

	$(\frac{\Delta f}{f})^{900K} - (\frac{\Delta f}{f})^{300K}$ en (%)					
$\sigma_p \rightarrow$	10 b		50 b		100 b	
GROUPES	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ	$g\Gamma_n$	Γ_γ
16	+ 0,3	+ 0,3	+ 0,4	+ 0,5	0,0	+ 0,2
17	- 0,1	+ 0,6	- 0,2	+ 0,7	+ 0,2	+ 0,5
18	- 0,4	+ 0,2	- 0,5	+ 0,5	- 0,2	+ 0,4
19	- 1,0	+ 0,3	- 0,4	+ 0,1	- 0,1	+ 0,2
20	- 0,2	- 0,4	+ 0,2	- 0,2	+ 0,2	0,0
21	- 0,9	- 0,5	- 0,9	- 0,8	- 1,2	- 0,7
22	- 0,6	- 0,6	- 1,0	- 0,9	- 0,8	- 0,9
23	- 0,4	+ 0,2	- 1,2	- 1,2	- 1,9	- 1,5

TABLEAU XXIV

Influence de la température sur la sensibilité du facteur d'autoprotection de la capture de l'^{238}U aux paramètres de résonance dans le domaine des résonances résolues.

TABLEAU XXV

CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS D'ANALYSE CHIMIQUE

	CR4		CR6		CR9	
POSITION	NUMERO	COTE (mm)	NUMERO	COTE (mm)	NUMERO	COTE (mm)
Aiguille 31 milieu	CR4/31/790	790	CR6/31/790	790	CR9/31/770	770
Aiguille 5 milieu	CR4/05/790	790	CR6/05/790	790	CR9/05/770	770
Aiguille 57 milieu	CR4/57/790	790	CR6/57/790	790	CR9/57/770	770

NUMERO : Assemblage/N° Aiguille/Côte de l'échantillon

COTE : Distance entre le milieu de l'échantillon et le bas de la colonne UO_2

TABLEAU XXVI

CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS DE MESURE PHYSIQUE

	CR4			CR6			CR9		
POSITION	NUMERO	COTE (mm)	LONGUEUR (mm)	NUMERO	COTE (mm)	LONGUEUR (mm)	NUMERO	COTE (mm)	Longueur (mm)
Aiguille N° 31	CR4/31/4	730	100,3	CR6/31/4	730	101,0	CR9/31/4	719	81,8
Aiguille N° 1	CR4/01/4	730	100,0	CR6/01/4	730	102,0	CR9/01/4	746	81,8
Aiguille N° 5	CR4/05/4	730	99,9	CR6/05/4	730	102,0	CR9/05/4	746	81,8
Aiguille N° 27	CR4/27/4	730	100,4	CR6/27/4	730	101,0	CR9/27/4	761	81,8
Aiguille N° 35	CR4/35/4	730	100,2	CR6/35/4	730	102,0	CR9/35/4	741	81,8
Aiguille N° 57	CR4/57/4	730	100,0	CR6/57/4	730	101,0	CR9/57/4	753	81,8
Aiguille n° 61	CR4/61/4	730	99,8	CR6/61/4	730	102,0	CR9/61/4	775	86,5

NUMERO : Assemblage/N° Aiguille/N° Echantillon

COTE : Distance entre le milieu de l'échantillon et le bas de la colonne UO_2

TABLEAU XXVII

PRODUCTION DE PLUTONIUM DANS LE REACTEUR PHENIX
ASSEMBLAGES DE PREMIERE COURONNE FERTILE
COMPARAISON CALCUL-EXPERIENCE SUR LE RAPPORT ISOTOPIQUE $N239_{Pu}/N238_{U}$

I - AIGUILLE CENTRALE DES 3 ASSEMBLAGES (analyse chimique)

	CR4	CR6	CR9
(E-C)/C %	- 0,9 ± 3,4	- 1,9 ± 3,2	- 1,3 ± 2,9

II - AIGUILLES D'ANGLE N° 5 ET N° 57 (Analyse chimique)

(E-C)/C (%)	CR4	CR6	CR9
Aiguille N° 5	+ 1,9 ± 5,3	0,0 ± 5,2	+ 0,4 ± 5,7
Aiguille N° 57	+ 8,4 ± 5,7	+ 6,8 ± 5,7	+ 7,1 ± 6,2

III - AIGUILLES D'ANGLE N° 1, 27, 35 et 61 (émission neutronique)

(E-C)/C (%)	CR4	CR6	CR9
Aiguille N° 1			+ 1,7 ± 10,2
Aiguille N° 35			+ 4,1 ± 10,7
Aiguille N° 27		+ 11,8 ± 10,3	+ 6,5 ± 10,7
Aiguille N° 61		+ 14,2 ± 11,3	+ 9,4 ± 11,2

Annexes

ANNEXE 1 : Plutonium équivalent. Gain de regeneration
Temps de doublement

ANNEXE 2 : Production de puissance

ANNEXE 3 : Programmes et réacteurs expérimentaux

ANNEXE 4 : Programme PRE-RACINE. Configurations PRE-RACINE étudiées

ANNEXE 5 : Programme RACINE. Configuration RACINE 1A

ANNEXE 6 : Mesure des indices de spectre dans les expériences critiques MASURCA

ANNEXE 7 : Condensation des sections efficaces

ANNEXE 8 : Expressions du laplacien transverse dans les calculs cellule

ANNEXE 9 : Production de Plutonium. Cas PHENIX

ANNEXE 1

PLUTONIUM EQUIVALENT - GAIN DE REGENERATION
TEMPS DE DOUBLEMENT

1 - PLUTONIUM EQUIVALENT [1]

Le combustible plutonium utilisé dans les réacteurs à neutrons rapides a des teneurs isotopiques très variables selon sa provenance (graphite-gaz, PWR) et le taux d'irradiation du combustible initial (1er cycle PWR ou 3è cycle PWR, par exemple). D'autre part, dans un même coeur à neutrons rapides, de nombreux lots de plutonium de teneurs isotopiques différentes sont utilisés. Il s'avère nécessaire, pour les études projet, de définir une équivalence entre ces plutoniums de teneur isotopique variable. Le choix s'est porté sur une équivalence en réactivité, la valeur en réactivité de chaque isotope étant traduite en réactivité équivalente de l'isotope du ^{239}Pu par l'intermédiaire d'un poids calculé w_i.

Détermination des poids w_i :

Le bilan neutronique dans un coeur critique peut s'écrire :

$$\bar{D}\, B^2_m = \nu\bar{\Sigma}_f - \bar{\Sigma}_a$$

On pose : $\bar{x}^i = \nu\bar{\sigma}_f{}^i - \bar{\sigma}_a{}^i$ i : indice de l'isotope considéré.

On considère, pour simplifier, deux types de Plutonium, l'un ne contenant que du ^{239}Pu, l'autre un mélange de ^{239}Pu et de ^{240}Pu ; étant entendu que ces 2 types de Plutonium sont associés à de l'^{238}U.

Pour ces 2 plutoniums le bilan critique s'écrit :

(1) $\bar{D}\, B^2_m = N^8\, \bar{x}^8 + N^9\, \bar{x}^9 - (\Sigma_c)_{structure}$

(2) $\bar{D}'\, B'^2_m = N'^8\, \bar{x}'^8 + N'^9\, \bar{x}'^9 + N'^o\, \bar{x}'^o - (\Sigma_c')_{structure}$

L'équivalence en réactivité des deux plutoniums, où l'équivalence en laplacien matière ($B^2_m = B'^2_m$), se traduit par l'équation :

(3) $N^8\, \bar{x}^8 + N^9\, \bar{x}^9 = \frac{\bar{D}}{\bar{D}'} \left[N'^8\, \bar{x}'^8 + N'^9\, \bar{x}'^9 + N'^o\, \bar{x}'^o\right]$
$+ (\Sigma c)_{structure} - (\Sigma' c)_{structure}$

On montre, en première approximation, que deux réseaux ne différant que par leurs teneurs isotopiques du plutonium à densité totale d'atomes lourds constante ($N8 + N9 = N'8 + N'9 + N'o$) et ayant même laplacien matière ont :

- les mêmes coefficients de fuite $\bar{D} = \bar{D}'$

- des sections efficaces microscopiques moyennes invariantes : il n'y a pas de dérive de spectre :

$$\bar{x}^i = \bar{x}'^i \text{ et } (\Sigma_c)_{structure} = (\Sigma'_c)_{structure}$$

L'équation (3) s'écrit alors :

$$N8\ \bar{x}8 + N9\ \bar{x}9 = N'8\ \bar{x}8 + N'9\ \bar{x}9 + N'o\ \bar{x}o$$

d'où :

$$(N8 - N'8)\ \bar{x}8 = N'9\ \bar{x}9 - N9\ \bar{x}9 + N'o\ \bar{x}o$$

or : $N8 - N'8 = N'9 + N'o - N9$

d'où : $N9\ (\bar{x}9 - \bar{x}8) = N'9\ (\bar{x}9 - \bar{x}8) + N'o\ (\bar{x}o - \bar{x}8)$

$$N9 = N'9 + N'o\ \frac{\bar{x}_e^{\Theta} - \bar{x}^8}{\bar{x}^9 - \bar{x}^8}$$

soit $$w^o = \frac{\bar{x}^o - \bar{x}^8}{\bar{x}^9 - \bar{x}^8}$$

En généralisant le raisonnement précédent à une composition isotopique quelconque, on aura pour les poids w_i de chaque isotope :

$$w^i = \frac{\bar{x}^i - \bar{x}^8}{\bar{x}^9 - \bar{x}^8}$$

et le nombre d'atomes de ^{239}Pu équivalent est donné pour une composition quelconque par la relation :

$$N_{Pu9\ \text{équivalent}} = \sum_{i=1}^{I} w^i\ N^i$$

Le paramètre w^i est défini dans une échelle de réactivité où ^{239}Pu vaut 1 et ^{238}U vaut 0.

On a les poids suivants pour 2 types de centrales rapides /6/.

	250 MW_e	1200 MW_e
^{235}U	0,701	0,777
^{238}U	0	0
^{239}Pu	1	1
^{240}Pu	0,222	0,130
^{241}Pu	1,400	1,542
^{242}Pu	0,108	0,032

2 - GAIN DE REGENERATION

Le gain de régénération global d'un réacteur à neutrons rapides est défini par l'excès de plutonium compté en ^{239}Pu équivalent dans tout le réacteur.

$$GRG = \left[\text{(Productions - Absorptions) en } ^{239}Pu \text{ équivalent}\right] / \text{ Total des fissions}$$

Soit :

$$GRG = \frac{\sum_{i=1}^{I} (c_i\, w_{i+1} - A_i\, w_i)}{\sum_{i=1}^{I} F_i}$$

où C_i, F_i et $A_i = C_i + F_i$ désignent les taux de capture, fission et absorption intégrés sur tout le réacteur, des différents noyaux i caractérisés par des poids w_i.

Suivant que le bilan en plutonium équivalent au numérateur est effectué soit sur le coeur, soit sur les couvertures, on parlera de gain de régénération interne (GRI) ou externe (GRE) avec la relation :

$$GRG = GRI + GRE$$

Il faut noter que l'intégration des fissions au dénominateur, se fait dans tous les cas sur l'ensemble coeur et couvertures.

3 - TEMPS DE DOUBLEMENT

La surgénération permet de disposer d'un excédent de Plutonium dans le cycle du combustible des réacteurs rapides.

Cet avantage est caractérisé par le temps de doublement dont on distingue deux types.

a) Le temps de doublement linéaire TDl

C'est le temps nécessaire à une centrale pour fabriquer une masse M_o de Plutonium suffisante pour mettre en service un nouveau réacteur identique.

La variation de la masse M(t) présente dans le cycle d'un seul réacteur, nécessitant une masse initiale M_o, en fonction du temps est :

$$\frac{dM(t)}{dt} = AM_o \quad \text{soit } M(t) = M_o\,(1 + At)$$

Le temps de doublement linéaire exprimé en années est donc donné par :

$$TDl = \frac{1}{A} = \frac{M_c\,(1 + T_R/T_S^*)}{P_{Th}.f.365.GRG}$$

avec :

M_c : Masse en pile en Plutonium équivalent
T_R : Temps hors pile
T_S : Temps de séjour en pile
P_{Th} : Puissance Thermique totale
f : facteur de charge
$T_S^* = T_S/f$

b) Temps de doublement composé TD_c

Il est défini comme le temps nécessaire à un parc de centrales utilisé en continu pour doubler ce parc. La variation de la masse M(t) de Plutonium présente dans ce nouveau cycle en fonction du temps est :

$$\frac{dM(t)}{dt} = AM(t) \text{ soit } M(t) = M_o \exp(At)$$

Le temps de doublement composé TD_c s'écrit alors :

$$TD_c = \frac{1}{A} \log 2 = 0{,}693\ TDl$$

Exemple : Dans le cas d'un 1200 MWe, type SUPERPHENIX, on a :

P_{Th} = 2990 MWthermique
Masse critique : 5600 kg soit 4700 kg en Pu 239 équivalent
GRG = 0,24
f = 75 %
T_S = 640 j
T_R = 365 j

$TDl \simeq 33{,}6$ ans $\qquad TD_c = 23{,}3$ ans

ANNEXE 2
PRODUCTION DE PUISSANCE

La distribution de puissance $P(\vec{r})$ en tout point d'un réacteur peut s'exprimer en ne considérant que les isotopes dont la contribution est primordiale par :

$$P(\vec{r}) = \sum_i E_{fi}\, N_i \langle \sigma_{fi}, \phi(\vec{r}) \rangle + E_{C8}\, N_8 \langle \sigma_{C8}, \phi(\vec{r}) \rangle$$

où i est l'indice représentant les trois isotopes fissiles U_{235}, U_{238}, Pu_{239}.

E_{fi}, E_{C8} : puissances dégagées par fission de chaque isotope i et par capture radiative de l'U_{238} respectivement (voir tableau suivant).

$\langle \sigma, \phi(\vec{r}) \rangle$ désigne le taux de réaction et s'exprime sous la forme :

$$\tau(\vec{r}) = \sum_g \sigma_g \phi_g (\vec{r})$$ g : indice de groupe d'énergie.

On voit donc que la puissance dégagée en tout point d'un réacteur est proportionnelle aux distributions de taux de réaction principaux :

- fissions U_{235}, U_{238} et Pu_{239}
- captures U_{238}

ENERGIE DEGAGEE PAR FISSION ET PAR CAPTURE EN MeV

Eléments	Fission		Capture	
	E non γ	Eγ	E non γ	Eγ
U_{235}	176	14,3		6,37
U_{238}	170,7	17,9	2,08	4,78
Pu 239	183	13,2		6,38
Pu 240	183	13,2		5,33
Pu 241	183	13,2		6,20
Pu 242	183	13,2		6,00
Fe				7,78
Cr				8,12
Ni				8,64
Na			1,40	11,08

ANNEXE 3
PROGRAMMES ET REACTEURS EXPERIMENTAUX

Nous présentons dans cette ANNEXE les principales caractéristiques du réacteur expérimental MASURCA ainsi que du réacteur de puissance PHENIX.

Ces 2 installations ont fourni les résultats expérimentaux nécessaires à la validation des méthodes de calcul utilisées pour l'élaboration du formulaire couverture.

Nous donnons également dans le paragraphe 3 quelques indications sur le programme NEFERTITI (Neutronique des Régions Fertiles à TAPIRO) en cours de réalisation sur le réacteur source TAPIRO implanté à CASACCIA (Italie).

1 - REACTEUR EXPERIMENTAL MASURCA /42/

MASURCA, Maquette Surgénératrice Cadarache, est un assemblage critique destiné à étudier les coeurs de réacteurs de puissance à neutrons rapides. Cet assemblage utilise des matériaux, tels que le Plutonium, l'Uranium enrichi ou appauvri, le sodium, l'oxyde de Fer, le Carbone, le Bore et l'Acier. Le réacteur est utilisé pour les études de physique des réacteurs rapides au CEA depuis 1966.

1.1 - Description générale

Tous les matériaux utilisés sont sous forme de réglettes ; ces réglettes sont placées dans les tubes d'acier inoxydable de section carrée pour former les cellules. Ces tubes sont suspendus par la tête à une taque et forment un faisceau vertical de tubes parallèles.

Une plaque de centrage assure un positionnement précis de l'ensemble (voir fig. A3-1).

Le contrôle de l'évolution neutronique dans cet assemblage est assuré par des barres de sécurité, des barres de compensation et une barre de pilotage. La température de l'ensemble coeur est régulée par circulation d'air dans les tubes. Le volume maximal d'un coeur réalisable sur MASURCA est d'environ 6500 litres. Sa puissance nominale est de 500 Watts.

1.2 - Tubes de chargement

Les tubes de chargement ont la forme de boîtiers prismatiques à base carrée (106 mm d'entre axe) et de 4 m de longueur (Tête et pied compris).

Le corps du tube est constitué de deux cornières en acier inoxydable de 1,5 mm d'épaisseur. En les assemblant bord à bord, elles forment un parallélépipède de 102 mm de côté intérieur et de 3 m de hauteur. Le réacteur est aussi équipé de tubes de section 1/4 du tube de référence (base carrée de 53 mm) pour améliorer l'homogénéité et la maniabilité.

1.3 - Eléments de simulation

Ils sont formés principalement :

- pour le combustible, de réglettes bondes gainées d'acier inoxydable de 12,7 mm de diamètre et de longueur variable selon le type de combustible (4" et 8" pour l'oxyde d'Uranium et 12" et 24" pour l'oxyde de Plutonium).

- pour le diluant, de réglettes carrées de 12,7 mm de côté et de 4" de longueur.

Ces réglettes sont terminées par des bouchons d'acier de 2 à 4 mm d'épaisseur.

Dans tous les cas, on trouve 64 réglettes par section de tube. La description et les caractéristiques des configurations expérimentales étudiées sur le réacteur MASURCA sont données aux ANNEXES 4 et 5.

2 - REACTEUR DE PUISSANCE PHENIX

PHENIX, centrale de démonstration du programme à neutrons rapides français, est un réacteur de 250 MWe (563 MW_{Th}, puissance électrique nette 233 MWe) refroidi au sodium, situé à MARCOULE sur la rive ouest du Rhône. Le réacteur a divergé le 31 Août 1973 et a atteint la pleine puissance le 12 Mars 1974.

C'est un réacteur de type piscine comprenant un circuit primaire intégré dans la cuve principale, un circuit intermédiaire en sodium à trois boucles et des générateurs de vapeur de type modulaire (cf. Fig. A3-2).

2.1 - Le coeur

PHENIX utilise du combustible sous forme de pastilles d'oxyde mixte UO_2-PuO_2 placées dans des gaines étanches en acier inoxydable d'épaisseur 0,45 mm. Ces aiguilles combustibles de diamètre extérieur 6,5 mm sont placées en réseau dans des boitiers hexagonaux en acier inoxydable d'épaisseur 3.5 mm et d'interplat 124 mm (surface $\simeq$140 cm^2). Chaque assemblage contient 217 aiguilles.

Le poids de Plutonium par assemblage est de l'ordre de 6,5 kg pour la zone centrale et de 9 kg pour la zone externe. Ces deux zones d'enrichissement sont utilisées pour améliorer l'aplatissement radial de puissance.

Une chambre d'expansion principale destinée à limiter la pression dûe aux produits de fission gazeux est située à la partie inférieure du coeur sous la couverture axiale inférieure (voir fig. A3-3).

Les principales caractéristiques du coeur sont résumées dans le tableau suivant :

Hauteur fissile		850 mm
Hauteur de la couverture axiale inférieure intégrée		300 mm
Hauteur de la couverture axiale supérieure		260 mm
Hauteur totale de l'assemblage y compris la chambre d'expansion et la protection neutronique supérieure		4300 mm
Compositions volumiques	Combustible	36 %
	Sodium	36 %
	Acier	25 %
Nombre d'assemblages dans le coeur Pu équilibre		103
dans la zone centrale		55
dans la zone externe		48
Enrichissements de la zone centrale		18 %
de la zone externe		25 %
Volume du coeur		≃ 1200 l
Masse critique en Pu à l'équilibre		≃ 850 Kg
Puissance linéaire maximum		≃ 430 Kg
Aplatissement global à l'équilibre		≃ 1.6
Flux maximum		7.2 10^{15}n.cm^{-2}s^{-1}
Gain de régénération à l'équilibre		0.12
Gain de régénération interne		≃ -0.45
Taux d'irradiation maximum de référence		50.000 MWJ/T

Le coeur de démarrage, représenté en coupe radiale sur la figure A3-4 comprend des assemblages en ^{235}U en zone externe utilisés à cette époque pour compenser une limitation des disponibilités en Plutonium. Les neuf assemblages "diluant" (acier-sodium) présents dans ce coeur de démarrage sont utilisés pour franchir la période transitoire avant la situation équilibre en réactivité.

2.2 - Les couvertures

Les couvertures sont formées d'aiguilles de pastilles d'oxyde d'Uranium appauvri, gainées en acier inoxydable, refroidies au sodium et placées dans des tubes hexagonaux.

Pour les couvertures axiales inférieures, ces pastilles sont intégrées dans l'aiguille combustible (cf. fig. A3.3). Le diamètre des aiguilles de la couverture axiale supérieure est plus élevé (Ø = 14.3 mm) et conduit à 37 aiguilles par assemblage.

Dans la couverture radiale formée de deux rangées d'assemblages (cf. fig. A3.4), des aiguilles de gros diamètre (Ø ≃13.9 mm) sont également utilisées pour augmenter le pourcentage volumique combustible (61 aiguilles par assemblage).

Compositions volumiques	Couv. radiale	Couv. Axiale. Sup.
UO_2 app	50 %	36 %
Na	28 %	44 %
Acier	20 %	17 %

2.3 - Evolution neutronique - Cycle du combustible

La durée de cycle prévue est de 56 jours à pleine puissance avec un déchargement d'un sixième du coeur à la fin de chaque cycle.

La perte de réactivité par cycle compensée par les barres de commande est de l'ordre de 1100 pcm, soit environ 20 pcm par jour.

Cette perte de réactivité est due pour ≃ 75 % aux variations des compositions des isotopes lourds et pour ≃ 25 % aux produits de fission.

Pour une situation coeur Plutonium équilibre, l'ordre de grandeur du bilan Plutonium global par an est :

Coeur	- 90 kg
Couv. Ax. Sup.	+ 9 kg
Couv. Ax. Inf.	+ 20 kg
Couv. radiale	+ 86 kg
Bilan global	+ 25 kg

2.4 - Système de commande

Le système de commande comprend 6 barres identiques au carbure de Bore (B_4C) enrichi à 40 % et placées en une seule couronne située à un rayon moyen de 34 cm de l'axe du coeur (cf. fig. A3.4).

Cette position est retenue pour minimiser les perturbations de distributions de puissance dûes à l'insertion des absorbants.

Ces 6 barres ont une fonction mixte ; elles assurent simultanément :

- la sûreté
- la compensation
- le pilotage

et le fonctionnement de référence se fait en rideau (les 6 barres à la même côte z).

L'antiréactivité totale d'une barre est de 1400 pcm, celles des 6 barres insérées simultanément est d'environ 9000 pcm (intéraction faible entre barres).

3 - REACTEUR SOURCE TAPIRO - PROGRAMME NEFERTITI /43/

Afin de valider le formulaire couverture, un important programme expérimental basé sur une approche paramétrique a été défini et est en cours de réalisation sur le réacteur source TAPIRO (Fig. A3.5).

Ce programme comporte l'étude des propriétés des couvertures en fonction :

- du spectre coeur alimentant les couvertures
- de la composition en UO_2-Na des couvertures
- de l'épaisseur des couvertures
- de la teneur en plutonium (situation fin de vie)
- de la composition de la zone protection située après la couverture.

Ce programme servira à la validation systématique ultérieure du formulaire ainsi qu'à l'ajustement des sections efficaces multigroupes.

ANNEXE 4
PROGRAMME PRE-RACINE
CONFIGURATIONS PRE-RACINE ETUDIEES

1 - PROGRAMME PRE-RACINE /22/

Le programme PRE-RACINE (1976-1978) est destiné à l'étude introductive du coeur de concept hétérogène. La partie du programme PRE-RACINE constituant un des supports expérimentaux de cette thèse était consacrée à l'étude du gain de régénération et des distributions de puissance dans les assemblages fertiles internes de différentes teneurs en UO_2 (un assemblage à 33,5 % V/o d'UO_2 contenant des réglettes rondes d'oxyde d'uranium naturel (CRI ronde) et un assemblage à 42,8 % V/o d'UO_2 contenant des réglettes carrées d'oxyde d'uranium appauvri à 0,4 % (CRI carrée).

Ce programme a été prolongé au Centre d'Etudes Nucléaires de CADARACHE par le programme RACINE (ANNEXE 5) dans lequel on étudie une configuration hétérogène plus complexe contenant un ou plusieurs anneaux concentriques d'assemblages fertiles.

2 - CONFIGURATIONS PRE-RACINE ETUDIEES

Les 2 configurations étudiées ne diffèrent que par la zone fertile interne (CRI). Toutes les autres zones sont communes aux 2 configurations.

Les propriétés neutroniques des assemblages fertiles internes centraux sont assez voisines de celles des assemblages qu'on prévoit d'utiliser dans les coeurs de conception hétérogène.

	Rayon de l'assemblage (cm)	% v/o UO_2	% v/o Na	v/o acier
Coeur hétérogène 1800 MW_e	20	46,7	32,7	18
Assemblages MASURCA	15	* 42,8	42,8	12,4
		** 33,5	42,8	11,8

* réglettes UO_2 à base carrée

** réglettes UO_2 à base ronde

2.1 - Configuration du coeur hétérogène PRE-RACINE (voir fig. 29)

Le coeur se compose :

- d'une zone couverture radiale interne centrale (CRI) en UO_2-Na
$0 < R \leq 15,25$ cm

- d'une zone coeur à combustible plutonium oxyde mixte d'enrichissement en plutonium équivalent égal à 18,6 % .
$15,25 < R < 35,38$ cm

- d'une zone coeur à combustible uranium métallique enrichi à 23 % en ^{235}U
$35,38 < R < 64,69$ cm

Le coeur est entouré :

- d'une couverture axiale en UO_2-Na de même composition que la couverture radiale interne à 42,8 % v/o d'UO_2. Elle est chargée de part et d'autre de la zone coeur sur une hauteur de 20 cm.

- d'une couverture radiale externe chargée en UO_2 appauvri sur la hauteur coeur avec une épaisseur de 30 cm.
Elle est complétée axialement par de l'uranium appauvri (bloc).

Les différentes zones sont constituées de réglettes MASURCA.

2.2 - Caractéristiques neutroniques du combustible

a) Combustible plutonium

La cellule ZONA 1 (fig. 14) est composée d'oxyde mixte UO_2-PuO_2 à 2 enrichissements en ^{240}Pu.

- la région centrale ($15,25 < R < 22,67$ cm) utilise un lot de réglettes de plutonium à 8 % de plutonium 240 (dit repéré) caractérisé par une faible dispersion des caractéristiques des réglettes combustibles.

- la région externe ($22,67 < R < 35,38$ cm) est réalisée essentiellement à partir de réglettes de plutonium à 8 % de ^{240}Pu (dit non repéré) mais comprend aussi quelques cellules utilisant du plutonium à 18 % de ^{240}Pu.

Le combustible de ces 2 régions a les caractéristiques suivantes :

% atomes (Pu_i)	Pu 239	Pu 240	Pu 241	Pu 242
région centrale	91,6	8	0,4	0
région externe	88,6	9,5	1,5	0,4

Le tableau suivant permet de vérifier que les caractéristiques neutroniques de ces régions sont extrêmement voisines :

	$B^2m(m^{-2})$	K*	D(cm)	(1) $r = \frac{\overline{\nu\Sigma_f}}{\overline{\zeta\Sigma_s}}$
Pu (à 8% ^{240}Pu) repéré	15,590	1.64525	1,924	0,434
Pu (à 8% ^{240}Pu + 18% ^{240}Pu) non repéré	15,444	1,63941	1,922	0,432

(1) l'inverse de r représente l'intervalle de léthargie franchi en moyenne par un neutron au cours de sa vie : c'est la distance léthargique moyenne entre le spectre de fission et le spectre de disparition.

b) Combustible uranium

La cellule R1 (voir fig. 15) est une zone nourricière à uranium métallique enrichi à 23 % d'^{235}U dont les caractéristiques neutroniques sont aussi proches que possible de celles des zones ZONA 1. Elle a été conçue pour pallier l'insuffisance en stock du plutonium nécessaire à toute la zone coeur.

	$B^2_m(m^{-2})$	K*	D(cm)	$r = \frac{\overline{\nu\Sigma_f}}{\overline{\zeta\Sigma_s}}$
R1	16,258	1,51358	1,750	0,451

2.3 - Constitution et caractéristiques des cellules couverture

a) Couverture radiale interne (CRI) voir fig. 13

Deux assemblages fertiles internes de même rayon ont été successivement chargés au centre du coeur :

- le premier comprend des réglettes à base carrée d'UO_2 (0,4 % d'^{235}U) et de sodium.

- le second contient des réglettes à base ronde d'UO_2 (0,7 % d'^{235}U) utilisées pour réduire la teneur en ^{238}U de l'assemblage.

Les proportions volumiques des différents constituants de ces 2 assemblages sont les suivantes :

% v/o	UO_2	Na	Acier	Vide
Assemblages à réglettes carrées d'UO_2	42,8	42,8	12,4	2,0
Assemblages à réglettes rondes d'UO_2	33,5	42,8	11,8	11,9

b) Couverture axiale

Elle est de composition identique à celle de l'assemblage fertile interne à 42,8 % v/o d'UO_2.

c) Couverture radiale externe (fig. 16)

Elle est chargée en UO_2 appauvri sur la hauteur coeur avec une épaisseur de 30 cm. Elle est donc prolongée de part et d'autre sur l'épaisseur des couvertures axiales par un bloc d'uranium métallique appauvri.

ANNEXE 5
PROGRAMME RACINE
CONFIGURATION RACINE 1A

1 - PROGRAMME RACINE

Le programme RACINE /22/, comporte l'étude des paramètres neutroniques de coeurs "hétérogènes" avec introduction d'assemblages fertiles dans la zone coeur. Les assemblages sont disposés au centre du coeur et en un, puis deux anneaux de position et d'épaisseur éventuellement variables.

Les réseaux coeur utilisés pour ce programme sont du type ZONA 1 et R1 (enrichissement en combustible $\simeq$20 %) ou leurs équivalents constitués à partir des plaquettes combustibles type SNEAK.

2 - COEUR RACINE 1A

Le coeur RACINE 1A (Fig. 8) comporte :

- 2 zones couvertures radiales internes centrales en UO_2-Na
  - . une zone centrale de R = 0 à R = 15,25 cm
  - . une zone anneau de R = 34,74 à R = 44,95 cm

- une zone coeur à combustible plutonium oxyde mixte (enrichissement en Pu $\simeq$ 19 %).
  - . en matériaux réglettes MASURCA (cellule ZONA 1)
  - . en matériaux plaquettes SNEAK (cellule ZONA 1K)

- une zone coeur à combustible uranium métallique enrichi (enrichissement en $^{235}U \simeq 22$ %)
  - . en matériaux réglettes MASURCA (cellule R1)

Remarque : Les cellules en plaquettes SNEAK ont été prévues de façon à ce que leurs propriétés neutroniques (bilan des neutrons) soient aussi voisines que possible de celles des cellules MASURCA correspondantes.

Le coeur est entouré :

- d'une couverture axiale en UO_2-Na (réglettes dans les tubes coeur en matériaux réglettes, plaquettes SNEAK dans les tubes coeur en matériaux plaquettes).

- d'une couverture radiale en UO_2 (carré ou rond) et sodium (1 Na pour $3UO_2$) sur la hauteur coeur, dans la partie interne de la couverture. Cette partie est complétée par de l'UO_2 ou de l'Uranium naturel vers l'extérieur de façon à obtenir une épaisseur totale de 25 cm. La couverture radiale est complétée axialement par de l'Uranium naturel (réglette ou bloc).

3 - CARACTERISTIQUES NEUTRONIQUES DU COMBUSTIBLE

Les caractéristiques neutroniques des cellules sont données dans le tableau A5.1.

a) Combustible plutonium

1. Cellule ZONA 1 (combustible Pu réglette) (fig. 19)

La cellule est composée d'oxyde mixte UO_2PuO_2 à 2 enrichissements en ^{240}Pu.

- 18 % de ^{240}Pu (cellule PIT et P2A de MASURCA)
- 8 % de ^{240}Pu (cellule POA de MASURCA)

Elle est constituée de 3 colonnes combustible UO_2 PuO_2, d'une colonne UO_2 naturel et de 4 colonnes sodium ; soit un rapport volumique combustible/sodium $\simeq 1$ et un enrichissement équivalent en Pu $\simeq 18,7$ %.

2. Cellule ZONA 1K (combustible Pu plaquettes) (fig. 20)

La cellule est composée d'oxyde mixte UO_2 PuO_2 à 7,7 % de ^{240}Pu et est constituée d'une plaquette en uranium appauvri (e = 1,555 mm), de 2 plaquettes Na (e = 6,248 mm) et d'une plaquette UO_2PuO_2 (e = 6,260 mm) soit un rapport volumique combustible/sodium $\simeq 0,6$ et un enrichissement équivalent en Pu ~ 20 %.

b) Combustible uranium

Cellule R1 (combustible U métallique, réglettes, fig. 21)
Elle est composée d'uranium métallique enrichi à 30 % en ^{235}U et est consituée de :

- 3 colonnes U métallique enrichi à 30 % en ^{235}U,
- 1 colonne U métallique appauvri à 0,4 % en ^{235}U,
- 4 colonnes Fe_2O_3,
- 8 colonnes sodium,

soit un rapport volumique combustible/sodium $\simeq 1$ et un enrichissement équivalent en $^{235}U \simeq 22,5$ %.

4 - CONSTITUTION DES CELLULES COUVERTURE

a) Couverture radiale interne (fig. 18)

La cellule est constituée d'une colonne sodium et d'une colonne UO_2 appauvri carrée (0.4 % d'^{235}U). Le sodium utilisé est sous forme de réglettes longues (24" et 12").

b) Couverture axiale

- couverture axiale réglettes (fig. 22)

La cellule est constituée d'une colonne sodium et d'une colonne UO_2 appauvri carrée (0.4 % d'^{235}U). Le sodium est sous forme de réglettes courtes (8" et 4").

Cette couverture axiale est disposée :

. de part et d'autre de la CRI

. de part et d'autre des zones coeur réglettes (ZONA 1 et R1).

- couverture axiale plaquettes (fig. 23)

La cellule est constituée d'une plaquette sodium (e = 6,248 mm) et d'une plaquette UO_2 (e = 6,257 mm). Cette couverture axiale est utilisée de part et d'autre de la zone coeur plaquettes (ZONA 1K).

c) Couverture radiale externe

En fonction des stocks disponibles, plusieurs types de réglettes sont utilisés en couverture radiale externe. Dans tous les cas, cette couverture n'est disposée que sur la hauteur coeur et prolongée de part et d'autre sur l'épaisseur des couvertures axiales par de l'uranium naturel en réglettes ou en blocs.

TABLEAU A5.1

CARACTERISTIQUES NEUTRONIQUES DES CELLULES COEUR

CONFIGURATION RACINE 1A

Cellules	$B^2m(m^{-2})$	K*	D
Zona 1 Règlettes Pu à 18 % de ^{240}Pu	15,44	1,64	1,922
Zona 1 Règlettes Pu à 8 % de ^{240}Pu	15,59	1,65	1,924
Zona 1 K PU Plaquettes	14,8	1,57	1,82
R1 U métallique règlettes	15,9	1,42	1,54

(Résultats de calculs avec le formulaire Carnaval IV, fournis pour utilisation dans les calculs préparatoires au chargement de RACINE 1 A).

ANNEXE 6
MESURES DES INDICES DE SPECTRE
DANS LES EXPERIENCES CRITIQUES MASURCA

Les études réalisées dans une expérience critique, portent, pour une large part, sur l'obtention de paramètres fondamentaux des milieux à étudier et parmi eux les indices de spectre. Ces paramètres mesurés sont ensuite interprétés et servent de base à l'établissement des différents formulaires pour le calcul des réacteurs.

Nous allons décrire, dans ce qui suit, les différentes techniques de mesure des rapports de taux de réaction et des distributions spatiales des taux de réaction en remarquant que ces techniques sont valables aussi bien pour les milieux coeur que les milieux couvertures.

1 - MESURE DES INDICES DE FISSION /41/

Les mesures des taux relatifs de fission de l'^{235}U, de l'^{238}U et du ^{239}Pu s'effectuent en 2 étapes :

a) Mesure des taux de fission absolus

On mesure à l'aide de chambres à fission précédemment étalonnées dans le réacteur source HARMONIE, les indices absolus dans un tube "chaussette" situé dans la zone fissile chargée en uranium (zone R1). Ce tube est spécialement aménagé pour recevoir 2 chambres à fission de diamètre Ø = 23 mm.

b) Mesure par détecteurs d'activation

Pour effectuer ces mesures, on remplace les chambres à fission par des boitiers de taille identique (fausses chambres) et on place un détecteur dans chaque fausse chambre.

Les détecteurs sont de 3 types :

- en uranium métallique à 93 % d'^{235}U
- en uranium métallique à 0,43 % d'^{235}U
- en alliage Pu-Al à 92 % de Pu

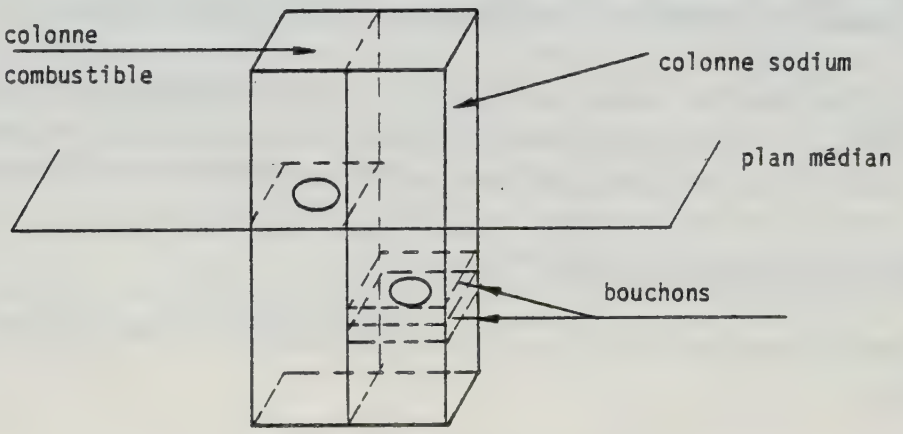
et ont un diamètre Ø = 12,1 mm et une épaisseur d'environ 0,1 mm.

D'autre part, on place des détecteurs dans tous les points de mesure demandés afin d'obtenir des traverses radiale ou axiale. Après irradiation, on peut connaître les taux de fission relatifs de chaque point vis à vis d'un point de normalisation choisi dans une fausse chambre.

Les mesures par détecteurs d'activation nécessitent 3 irradiations successives avec des chargements de détecteurs en ^{235}U, en ^{239}Pu et en Uranium appauvri.

Les détecteurs sont placés :

- entre des billettes démontables pour les mesures dans les colonnes combustibles (UO_2, PuO_2,...) dans le plan médian.
- en bout de réglettes entre 2 bouchons d'acier pour les colonnes sodium, souvent décalés par rapport au plan médian.



2 - MESURE DE L'INDICE DE CAPTURE U^{238}/U^{235} /24/

Le principe de cette mesure est particulier puisqu'on ne peut utiliser des mesures par chambres pour obtenir l'indice absolu.

a) Principe

On effectue alors une irradiation en "duplex" entre MASURCA et le réacteur source HARMONIE.

Le chargement des détecteurs en Uapp dans MASURCA est complété :

- pour l'irradiation des détecteurs en Uappauvri par un couple U_{235}/Uapp.

- par un détecteur U_{235} pour mesurer les fissions U_{235} dans MASURCA qui seront comparées aux fissions U_{235} mesurées en colonne thermique d'HARMONIE.

Dans la colonne graphite d'HARMONIE, on place un détecteur U_{app} de mêmes caractéristiques que ceux placés dans MASURCA ; ce détecteur va fournir les mesures de capture U_{238} et aussi de fission U_{235}.

Les 2 réacteurs vont diverger au même instant, rester en puissance pendant la même durée et chuter leurs barres de sûreté au même instant en fin d'irradiation.

b) Traitement des détecteurs

La mesure de la capture de l'U_{238} est effectuée à partir des détecteurs en $U_{appauvri}$ (0,43 % d'U_{235}) en comptant les γ émis entre 75 et 135 keV lors de la décroissance du Np 239.

La fission U_{235} est mesurée en comptant les γ émis dans les détecteurs à 93 % d'U_{235} au dessus de 511 keV.

La mesure du couple U_{235}/U_{app} dans le temps permet de soustraire la proportion de fissions U_{238} comptée pendant la mesure de capture U_{238}. On dispose alors des rapports suivants :

$$R = \frac{\text{Fissions } U_{235} \text{ REFERENCE MASURCA}}{\text{Fissions } U_{235} \text{ HARMONIE}} \times \frac{\text{Enrichissement détecteur HARMONIE}}{\text{Enrichissement détecteur MASURCA}}$$

$$\text{et } K = \frac{\text{Capture } U_{238} \text{ REFERENCE MASURCA}}{\text{Capture } U_{238} \text{ HARMONIE}}$$

rapports proportionnels aux puissances de chaque réacteur pendant l'irradiation.

En écrivant le rapport :

$$\frac{\dfrac{\text{Captures } U_{238} \text{ MASURCA REFERENCE}}{\text{Fissions } U_{235} \text{ MASURCA REFERENCE}}}{\dfrac{\text{Captures } U_{238} \text{ HARMONIE}}{\text{Fissions } U_{235} \text{ HARMONIE}}}$$

on élimine l'influence des puissances.

Pour arriver à l'indice absolu au point de référence MASURCA, il suffit alors de multiplier ce résultat par la valeur de l'indice absolu en colonne thermique qui est égal au rapport des sections efficaces connues.

Enfin pour obtenir les distributions d'indice C8/F5 absolu en chaque point de mesure, il suffit de multiplier les valeurs d'indices relatifs obtenues par les distributions de C8 et F5 dans MASURCA et normalisées au point de référence, par l'indice absolu du point de référence.

3 - CORRECTIONS

Un certain nombre de corrections sont nécessaires pour obtenir les valeurs en mode asymptotique.

a) Correction de tube

En principe, les résultats expérimentaux doivent être ramenés, pour être comparés au calcul, au cas où le tube de structure est réparti de façon homogène dans la cellule. Cette correction est surtout sensible pour le taux de fission U_{238}.

b) Correction de dilution

Elle permet de tenir compte de la différence de dilution existant d'une part entre chambre à fission et détecteur, d'autre part entre combustible et détecteur.

c) Correction de courbure axiale

Elle est destinée à ramener les points de mesure au même point sur l'axe.

d) Corrections harmoniques

Elle est effectuée pour obtenir les valeurs expérimentales en mode fondamental.

4 - PRECISIONS

Les précisions sur les valeurs brutes sont de l'ordre de 1 à 1,5 % auxquelles il faut ajouter les précisions sur les différentes corrections.

La précision finale est inférieure à + 2 % (95 % de chances) /8/.

ANNEXE 7
CONDENSATION DES SECTIONS EFFICACES /44/

La règle correcte de condensation des sections efficaces consiste à respecter en tout point et pour toute direction, les intégrales sur l'énergie des taux de réaction, par exemple :

$$\bar{\Sigma}_x^G(\vec{r})\,\bar{\phi}^G(\vec{r}) = \int_{E_{G-1}}^{E_G} \Sigma_x(\vec{r},E)\,\phi(\vec{r},E)\,dE$$

G : indice de macro-groupe

où $\bar{\Sigma}_x^G$ et $\bar{\phi}^G$ sont la section efficace macroscopique de la réaction x et le flux condensés pour le macrogroupe G.

Si on convient de définir le flux condensé par :

$$\bar{\phi}^G(\vec{r}) = \int_{E_{G-1}}^{E_G} \phi(\vec{r},E)\,dE$$

on obtient :

$$\bar{\Sigma}_x^G(\vec{r}) = \frac{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \Sigma_x(\vec{r},E)\,\phi(\vec{r},E)\,dE}{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \phi(\vec{r},E)\,dE}$$

Cette procédure conduit en pratique à connaître $\phi(\vec{r},E)$ pour calculer les sections efficaces condensées et à calculer des sections efficaces dépendant du point de l'espace même au sein d'une zone homogène. C'est pourquoi, on remplace $\phi(\vec{r},E)$ par un flux de référence $\phi_o(E)$ indépendant de $\vec{r}$ au sein d'une zone homogène :

$$\bar{\Sigma}_x^G = \frac{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \Sigma_x(E)\,\phi_o(E)\,dE}{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \phi_o(E)\,dE}$$

Dans un milieu multiplicateur, il est logique de prendre pour flux de pondération, le spectre du mode fondamental caractéristique de ce milieu.

Dans un milieu non multiplicateur, cette méthode est peu adéquate puisqu'on ne peut y définir un mode fondamental représentatif du milieu. En pratique, on adopte l'une des procédures suivantes :

- utiliser un flux standard correspondant au spectre moyen de la filière à neutrons rapides dans la zone fertile. Ce spectre est pris en référence au réacteur PHENIX.

- utiliser le flux moyenné sur la région considérée résultat d'un calcul 25 groupes de référence.

Cas particulier du coefficient de diffusion.

Dans les codes de diffusion utilisés au CEA, le coefficient de diffusion, en approximation P1 est défini par :

$$D(E) = \frac{1}{3\Sigma tr(E)}, \quad \Sigma_{tr} : \text{section efficace de transport}$$

On a intérêt à utiliser comme coefficient de diffusion condensé, non pas :

$$\bar{D} = \frac{1}{3\bar{\Sigma}tr}$$

mais plutôt :

$$\bar{D} = \frac{\int_{E_{G-1}}^{E_G} D(E)\, \phi_o(E)\, dE}{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \phi_o(E)\, dE} = \frac{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \frac{\phi_o(E)}{3\Sigma_{tr}(E)}\, dE}{\int_{E_{G-1}}^{E_G} \phi_o(E)\, dE}$$

c'est à dire une relation analogue à la formule utilisée pour les sections efficaces. En effet, cette procédure à l'avantage d'être rigoureuse dans le cas du mode fondamental où la loi de FICK devient exacte /44/. D(E) devra être le coefficient de diffusion correspondant au flux $\phi_o(E)$.

ANNEXE 8
EXPRESSIONS DU LAPLACIEN TRANSVERSE DANS LE CALCUL CELLULE

1 - GEOMETRIE PLANE

Couverture entre zone fissile et écran

$$B^2 = \frac{7}{16}\left(\frac{\pi}{a'}\right)^2$$

Couverture entre 2 zones fissiles

$$B^2 = \frac{5}{8}\left(\frac{\pi}{a'}\right)^2$$

Couverture entre zone fissile et vide

$$B^2 = \frac{5}{8}\left(\frac{\pi}{a'}\right)^2$$

$a' = a + d$

a = épaisseur réelle

d = distance de pénétration $\simeq 1\ \lambda_{tr}$

2 - GEOMETRIE CYLINDRIQUE

Couverture interne de rayon R

$$B^2 = \frac{5}{8}\left(\frac{jo}{R'}\right)^2$$

$R' = R + d$

R = rayon réel

ANNEXE 9

PRODUCTION DE PLUTONIUM - CAS PHENIX

La production de Plutonium est une donnée importante pour le réacteur de puissance puisqu'elle détermine :

- d'une part, le gain de régénération externe (GRE) donc le temps de doublement (voir Annexe 1),

- d'autre part, la puissance dégagée dans la couverture en fin de vie.

I - FORMULATION

On se place dans l'hypothèse de la chaîne d'évolution simplifiée de l'^{238}U, à savoir :

$$^{238}U \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{238}Pu \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{240}Pu \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{241}Pu \ldots$$

La composition isotopique Uranium et Plutonium d'une couverture en UO_2-Na en cours d'évolution est donnée, à un instant t, par le système d'équations :

$$\begin{cases} \dfrac{d\,N_8(\tau)}{d\tau} = -\,N_8(\tau)\,\bar{\sigma}_{a8} \\ \dfrac{d\,N_9(\tau)}{d\tau} = N_8(\tau)\,\bar{\sigma}_{C8} - N_9(\tau)\,\bar{\sigma}_{a9} \end{cases} \qquad \tau = \phi t : \text{fluence}$$

avec comme conditions initiales :

$$t = 0,\ N_9(\tau) = 0,\ N_8(\tau) = N_8^o$$

La résolution du système d'équations conduit à une composition isotopique :

- en ^{238}U : $N_8(\tau) = N_8^o \exp(-\bar{\sigma}_{a8}\tau)$

- en ^{239}Pu : $N_9(\tau) = \dfrac{N_8^o\,\bar{\sigma}_{C8}}{\bar{\sigma}_{a9} - \bar{\sigma}_{C8}} \left[\exp(-\bar{\sigma}_{C8}\,\tau) - \exp(-\bar{\sigma}_{a9}\tau)\right]$

Le spectre couverture évolue suffisamment peu en cours de vie pour qu'en première approximation, les sections efficaces microscopiques moyennes de capture et d'absorption soient considérées comme indépendants de la fluence.

II - APPLICATION A PHENIX

Ordres de grandeur

$N_8^o = 1{,}14\ 10^{+22}$ at/cm^3

$\overline{\sigma}_{C8} = 0{,}33$ barn

$\sigma_{a9} = 3$ barn

$\phi = 0{,}3\ 10^6$ cm^{-2} s^{-1}

$t \simeq 50$ jours $= 4{,}32\ 10^6$ s

$\tau = \phi t = 1{,}3\ 10^{22}$ cm^{-2}

d'où $\overline{\sigma}_{C8}\ \tau = 0{,}43\ 10^{-2}$

$\overline{\sigma}_{a9}\ \tau = 3{,}9\ 10^{-2}$

Les termes $\overline{\sigma}_{C8}\ \tau$ et $\overline{\sigma}_{C9}\ \tau$ sont nettement inférieurs à 1, donc en développant les exponentielles on obtient :

$$N_9(\tau) \simeq N_8^o\ \overline{\sigma}_{C8}\tau\ [1 - (\overline{\sigma}_{C8} + \overline{\sigma}_{a9})\ \tau/2]$$

$(\overline{\sigma}_{C8} + \overline{\sigma}_{a9})\ \tau/2 = 2{,}20\ 10^{-2}$ on peut le négliger dans notre cas

d'où $N_9(\tau) \simeq N_8^o\ \overline{\sigma}_{C8}\ \tau$

La production de ^{239}Pu est donc proportionnelle au taux de capture $\overline{\sigma}_{C8}\ \tau$ de l'^{238}U.

Imprimé par le Bureau de Documentation du CEN/ CADARACHE

RESUME

Cette thèse présente un ensemble de données de base (sections efficaces multigroupes) et de méthodes de calcul (formulaire) qui permet le calcul des propriétés des couvertures des réacteurs à neutrons rapides et s'insère dans un ensemble visant à calculer le réacteur dans toute sa complexité.

La démarche suivie consiste à examiner successivement :

- les approximations des méthodes de calcul des sections efficaces multigroupes et du flux neutronique en espace et en énergie avec leur validation sur la base de comparaisons calcul/expérience.

- l'impact des incertitudes affectant les données de base sur le calcul des paramètres intégraux des couvertures.

Enfin, on applique ce formulaire à l'analyse d'une expérience réalisée dans le réacteur de puissance PHENIX (Mesure de la production de Plutonium dans des assemblages fertiles de 1ère rangée).

En conclusion, sont suggérées les options de calcul à utiliser pour le calcul des propriétés des couvertures ainsi que les sections efficaces qui nécessiteraient un ajustement dans le cadre d'un formulaire couverture amélioré.

Mots clés : Réacteur rapide (à neutrons). Couverture - PHENIX (réacteur).